



Facultad de Ciencias

BÚSQUEDAS DE S-TOP SUPERSIMÉTRICO EN EL LHC DEL CERN Y PROYECCIONES PARA EL HL-LHC

**(Supersymmetric s-top searches in the LHC at CERN
and projections for HL-LHC)**

**Trabajo de Fin de Máster
para acceder al**

**MÁSTER INTERUNIVERSITARIO (UC-UIMP) EN
FÍSICA DE PARTÍCULAS Y DEL COSMOS**

Autor: Mario Señas Gómez

**Director\es: Jesús Manuel Vizán García
Pablo Martínez Ruiz del Árbol**

Diciembre - 2019

Agradecimientos

Gracias a Jesús y Pablo por no dejar de creer que esto era posible.

Gracias a Bárbara, quien me ha sacado del pozo cuando me perdía en AnalysisCMS. Y a Luca.

Gracias a todos los que han puesto de su parte para que esto saliera adelante.

Gracias a mi familia, que me sigue soportando y apoyando.

Gracias a todos.

Resumen

En un contexto en el que ya se han descubierto todas las partículas fundamentales en el Modelo Estándar de física de partículas, y dados los defectos que esta teoría manifiesta, se hace necesario encontrar una nueva teoría más general, que funcione tan bien como el Modelo Estándar ha hecho hasta ahora y que proporcione una solución a cuestiones como el problema de la jerarquía o la naturaleza de la materia oscura.

La Supersimetría es una teoría prometedora a este respecto, y puede que nos encontremos justo en la frontera de poder observar sus manifestaciones. En los próximos años se pondrá en marcha el HL-LHC, la nueva versión del LHC, el más grande acelerador de partículas jamás construido, capaz de producir muchos más datos con los que elucidar la verosimilitud de esta y otras teorías.

Uno de los procesos claves para detectar la supersimetría es la producción de dos quarks stop de espín 0, que decaerían a quarks top (que ya conocemos) y neutralinos (nuevas partículas indetectables).

En este trabajo se reproduce una búsqueda de estos quarks stop realizada en el experimento CMS del CERN se determinan límites de exclusión a la sección eficaz de producción de estas partículas, y se predicen los límites alcanzables con la cantidad de datos prevista para el HL-LHC.

Palabras clave:

búsqueda, supersimetría, stop quark, límite superior, HL-LHC

Abstract

Every fundamental particle in the standard model of particle physics has been discovered. Due to the shortcomings from which this theory suffers, finding a new, more general theory is necessary. This new theory should perform as well as the Standard Model did and also provide with solutions to open questions such as the hierarchy problem or the dark matter.

Supersymmetry is a promising theory in this sense, and we might now lay on the edge of observing its manifestations. In a few years time, the HL-LHC will start running. It is a new upgrade version of the LHC, the largest collider ever built, and will be able to produce a higher amount of data to elucidate this theory's likelihood or others'.

One key process to detect supersymmetry is the production of scalar stop quark pairs, which would decay into a top quark and an invisible neutralino.

This work reproduces a stop quark search performed in the CMS experiment at CERN. It determines exclusion limits to the production cross section of this process and predicts future limits attainable with data from HL-LHC.

Keywords:

search, supersymmetry, stop quark, upper limit, HL-LHC

Índice general

Agradecimientos	3
Resumen	5
Abstract	7
1. Introducción	11
2. Marco teórico	13
2.1. El Modelo Estándar	13
2.2. Supersimetría	15
3. Aparato experimental: LHC y CMS	17
3.1. El LHC hoy	17
3.2. El experimento CMS	18
3.3. Reconstrucción de objetos	20
3.4. Upgrades	22
4. Análisis	25
4.1. Procesos de fondo	25
4.2. Simulación y datos	26
4.3. Regiones de señal	28
4.4. Estimación de fondos e incertidumbres	30
4.5. Límites	41
5. Conclusiones	49
Bibliografía	51

Capítulo 1

Introducción

El conocimiento que la humanidad ha desarrollado sobre la naturaleza se basa en la experimentación. A partir de fenómenos observados se construyen teorías que puedan reproducirlos y, más aún, predecir otros nuevos y en cierto modo explicarlos. La introducción del formalismo matemático ha dotado a las ciencias puras de un gran rigor, con el que han alcanzado predicciones de la más alta precisión. Por otra parte, parafraseando a F. Dyson [1], la introducción de herramientas novedosas o de técnicas diferentes para las herramientas existentes ha sido el principal motor para ensanchar las fronteras del conocimiento y explorar aquello antes inalcanzable. Esto permite verificar las predicciones formuladas con base en el conocimiento vigente o, en muchas ocasiones, demostrar su falsedad. Así la comunidad científica se ve impelida a buscar nuevas teorías capaces de reflejar estos fenómenos.

Uno de los principales métodos de investigación en física de partículas es la utilización de colisionadores en los que se aceleran partículas y se hacen colisionar unas contra otras, produciendo altas densidades de energía en las que se desencadenan interacciones fundamentales. El colisionador más grande y potente construido hasta la fecha por el ser humano es el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) en el CERN, Ginebra.

Gracias a ello CMS (*Compact Muon Solenoid*), uno de los experimentos instalados en el LHC, fue capaz de descubrir el bosón de Higgs, junto a su experimento complementario, ATLAS. Ahora CMS se dedica a medir con precisión las propiedades del bosón de Higgs y otras partículas como el quark top, y a buscar indicios de nuevas teorías prometedoras, como la Supersimetría. Al mismo tiempo se está trabajando en el desarrollo de la próxima generación del LHC: HL-LHC. En este trabajo se reproduce una de las búsquedas recientes del quark stop, una partícula supersimétrica y se busca predecir la sensibilidad alcanzable para búsquedas similares en los próximos años.

Capítulo 2

Marco teórico

2.1. El Modelo Estándar

El Modelo Estándar (SM) de física de partículas es una teoría gauge para las interacciones fundamentales que interpreta las interacciones débil, electromagnética y fuerte como el intercambio de partículas. Estas son los bosones de gauge, a saber, el fotón γ , los bosones W^\pm y Z y los gluones (8 gluones).

Estos bosones son los mediadores entre las partículas que conforman la materia. Esta se compone de fermiones, jerarquizados en 3 generaciones de masa creciente. Entre los fermiones se distinguen los quarks (6: u, d, c, s, t, b), que se ligan entre sí por la interacción fuerte formando hadrones; y los leptones (otros 6: $\nu_e, e, \nu_\mu, \mu, \nu_\tau, \tau$), que no son sensibles a la interacción fuerte. Para cada fermión del modelo, existe también una partícula idéntica pero con carga opuesta, denominada antifermión. En la Figura 2.1 se resumen todas las partículas fundamentales, incluyendo el Higgs, responsable de otorgar masa a los bosones W y Z , y también a los fermiones.

Nada distingue en la teoría a una generación (p.ej. el quark u , de la 1ª) con respecto a otra (como el quark c , de la 2ª) en cuanto a las interacciones, pero por otra parte tienen masas diferentes.

El planteamiento original del Modelo Estándar no exigía que los bosones de gauge de las interacciones fuesen masivos, pero se observa que los bosones de la interacción débil presentan una masa no despreciable ($\sim 10^2$ GeV). Para solucionar este aspecto, se diseñó el mecanismo de Higgs, que proporciona una ruptura espontánea de la simetría electrodébil en el estado fundamental, pero manteniendo el lagrangiano total simétrico. Con este mecanismo se conseguía proveer de masa a los bosones de la fuerza débil, y también a los fermiones. El campo escalar que participa en este mecanismo, se manifiesta como un bosón de Higgs, que fue la última partícula fundamental del Modelo Estándar en ser descubierta [2][3].

Sin embargo, pese a sus éxitos, el Modelo Estándar de física de partículas

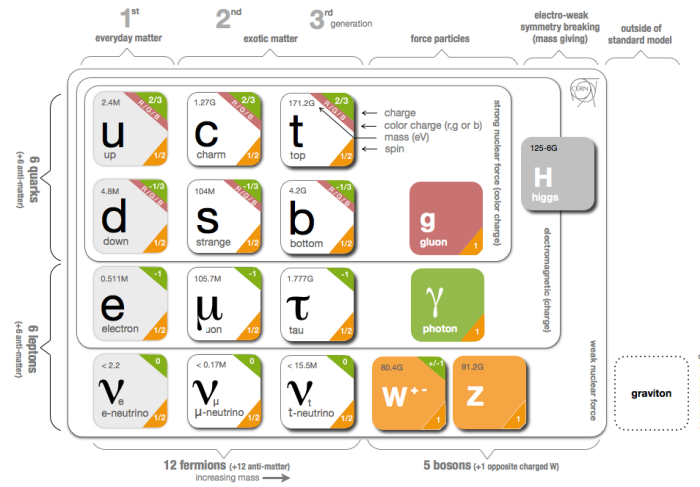


Figura 2.1: Esquema con las partículas fundamentales comprendidas en el Modelo Estándar, y sus propiedades básicas. A la izquierda se muestran los fermiones, que conforman la materia, y a la derecha los bosones, los mediadores de las fuerzas, el Higgs y, no incluido en el modelo, el hipotético gravitón.

tiene algunos defectos ampliamente reconocidos, y que ponen de relieve su invalidez en algunos aspectos. Los principales problemas abiertos son:

- El modelo no explica la gravedad, que pese a su menor intensidad, es la fuerza dominante en el universo a grandes escalas, ya que es siempre atractiva y de alcance infinito.
- La asimetría entre materia y antimateria. En el modelo no hay diferencias entre ambas clases, pero el universo está dominado por la materia
- La masa de los neutrinos. En el SM los neutrinos son previstos sin masa; la confirmación experimental de la conversión de sabor hace necesario que los neutrinos sean masivos. Es necesario para ellos un mecanismo de asignación de masa, aún por determinar (podría ser el Higgs, *Seesaw*...).
- El problema de la jerarquía. Cabe la posibilidad, de que el SM sea una teoría efectiva, con validez solo hasta una determinada escala Λ . A su vez, el cálculo para la masa del Higgs ($m_H \approx 125 \text{ GeV}$) tiene correcciones de orden cuadrático con esta escala ($\delta m_H \sim \Lambda^2$) [4]. Hasta ahora se ha sondeado el Modelo Estándar hasta la escala electrodébil (10^2 - 10^3 GeV), y el problema se aborda por medio de la renormalización. A escalas mayores como la escala de la Gran Unificación (10^{16}) o la

de la masa de Planck ($M_P \sim 10^{18}$ GeV) se necesitarían contribuciones de este mismo orden para alcanzar un ajuste fino de muy alta precisión para evitar la divergencia. Esto se opone al habitual criterio de “naturalidad” (*naturalness*). Además debido al acoplo del Higgs con la masa, también podría afectar al resto de masas de las partículas.

- La Materia Oscura. Desde el siglo XX se ha observado una discrepancia entre el movimiento de los astros en sistemas astronómicos como galaxias y cúmulos de galaxias y el predicho a partir de la masa observada en ellos (observación de la luminosidad de estrellas, gas, materia interestelar...) [5]. Esta discrepancia apunta a la presencia en estas galaxias y cúmulos de una masa adicional a la observada y que se atribuye a un nuevo tipo de materia muy débilmente interaccionante, la *materia oscura*. Otras mediciones del efecto lente gravitacional también atestiguan un exceso de masa en estos sistemas [6].

2.2. Supersimetría

Como una solución a algunos de estos problemas, surge la posibilidad de buscar una nueva teoría que amplíe el modelo actual (BSM: *Más allá del Modelo Estándar*), permitiendo explicar nuevos fenómenos. Una de las más populares es la supersimetría (SUSY) y los avances en la técnica abren las puertas a sondear su fenomenología.

La supersimetría agrega nuevas simetrías al modelo, añadiendo operaciones de simetría que cambian en $\frac{1}{2}$ el valor del espín de un estado. De este modo, asigna a cada fermión del modelo estándar un bosón supersimétrico de espín 0, y a cada bosón un fermión supersimétrico de espín $\frac{1}{2}$. A estos pares de partículas se las denomina *supercompañeras*. Al bosón supersimétrico de un fermión se lo llama *sfermión* (y así leptón-*sleptón*, quark-*squark*), donde la *s*- inicial alude a la condición de escalar del sfermión. Por su parte al supercompañero fermión de un bosón del modelo estándar se le asigna el mismo nombre con el sufijo *-ino* (así gauge-*gaugino*, fotón-*fotino*, higgs-*higgsino*...).

Si esta nueva simetría fuese exacta, estas partículas supersimétricas solo deberían diferenciarse en el espín, sin cambiar otros números cuánticos o la masa. Se considera por lo tanto que la simetría debe estar rota, pues si tuvieran masas idénticas a las partículas del modelo estándar, ya habrían sido observadas.

Se llama MSSM a la extensión del Modelo Estándar Mínimamente Supersimétrico, el modelo más sencillo de supersimetría que engloba al modelo estándar.

En este contexto, además de una réplica supersimétrica de cada fermión y bosón de gauge del modelo estándar, aparecerían 5 bosones de Higgs (3 neutros y 2 cargados) y sus supercompañeros respectivos. Los gauginos y

higgsinos neutros se mezclarían entre sí manifestándose en nuevos estados mezcla (*neutralinos*: $\tilde{\chi}_i^0$) y del mismo modo con los cargados (*charginos*: $\tilde{\chi}_j^\pm$).

En el MSSM, además, se considera la conservación de una *R-paridad*, que asigna el valor $P_R = -1$ a las partículas supersimétricas y $+1$ a las del modelo estándar. De manera que en cualquier vértice de interacción siempre debe haber un número par de partículas supersimétricas.

Por lo tanto, la partícula supersimétrica más ligera (LSP) no puede decaer, es estable. Si además es neutra (si tuviera carga podría interactuar electromagnéticamente) como por ejemplo el chargino más ligero ($\tilde{\chi}_1^0$), sería un candidato ideal para formar la materia oscura (o contribuir en parte).

Otro de los problemas fundamentales del SM que aborda la supersimetría es el de la jerarquía, ya que añade correcciones a la masa del Higgs de signo opuesto a las del modelo estándar. Si bien la simetría no es perfecta, y las cancelaciones no son idénticas, se reduce el problema. Por esto se considera ideal que la ruptura de la simetría no sea demasiado grande (*Softly Broken Supersymmetry*, *SBS*).

Capítulo 3

Aparato experimental: LHC y CMS

3.1. El LHC hoy

El Gran Colisionador de Hadrones es una infraestructura coordinada por la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN) instalada en la frontera franco-suiza. Es un acelerador circular en el que se introducen haces de protones (y en ocasiones también iones pesados) en direcciones opuestas a los que posteriormente se hace colisionar. Los protones son obtenidos mediante la ionización de hidrógeno y son sucesivamente acelerados en una cadena de aceleradores a cada vez más energía; en primer lugar con un acelerador lineal (LINAC) y un pequeño acelerador circular (*Booster*) para pasar posteriormente por dos aceleradores más: *Proton Synchrotron* (PS) y *Super Proton Synchrotron* (SPS). En este punto los haces tienen una energía de 450 GeV y son introducidos en el LHC, en distintos sentidos de giro. En el LHC (con 27 km de circunferencia, el mayor y más potente colisionador hasta la fecha) los haces son finalmente acelerados con 4 cavidades de radiofrecuencia hasta los 6,5 GeV (dando una energía centro de masas en la colisión de $\sqrt{s} = 13$ GeV), y son mantenidos en trayectoria curva por más de 1200 imanes. Esta cadena de inyección de LHC se ilustra en la Figura 3.1.

Los dos haces del LHC circulan por cavidades separadas salvo en los puntos de interacción, donde necesariamente se hacen coincidir. Estos se sitúan en 4 puntos distribuidos a lo largo de la circunferencia, y albergan cada uno a uno de los 4 grandes experimentos que explotan la actividad del LHC: ATLAS, CMS, LHCb y ALICE. ATLAS y CMS son los dos principales y mayores detectores; son de propósito general y tienen un diseño similar aunque ligeramente diferente para ser más competitivos en la búsqueda de los mayores desafíos en la física de partículas (por ello están en ubicaciones diametralmente opuestas del LHC). Gracias a su trabajo se realizó el último

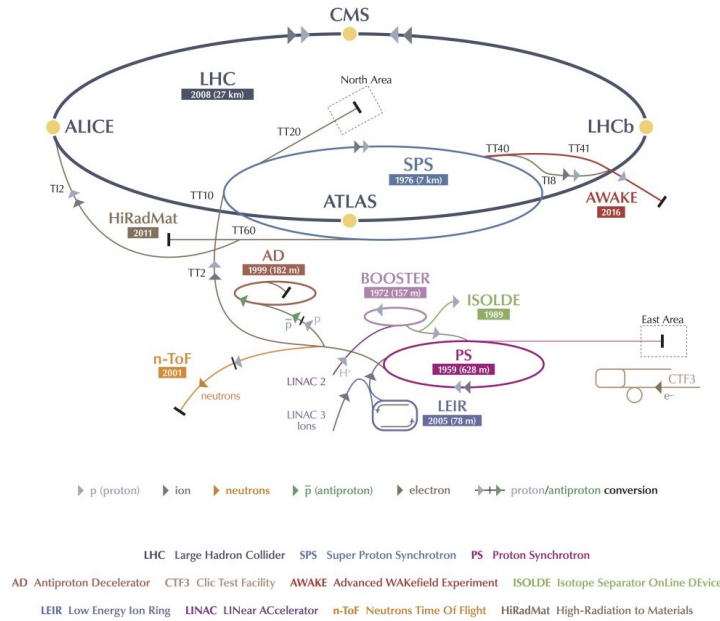


Figura 3.1: Esquema de la disposición de los distintos aceleradores y experimentos en torno al LHC. Se puede seguir la cadena de inyección de protones del LHC comenzando en LINAC 2.

gran descubrimiento de este campo: el bosón de Higgs. LHCb se enfoca principalmente en sondear uno de los fenómenos claves de la física: la violación de la simetría CP (Carga Paridad). Y ALICE busca alcanzar enormes densidades de energía para explorar las propiedades del plasma de quarks-gluones (aprovechando también la capacidad de colisionar iones pesados).

3.2. El experimento CMS

Como ya se ha introducido, CMS [7] es un detector de propósito general, pensado para buscar las fronteras del Modelo Estándar, y en su caso, atestiguar la existencia de nuevos parámetros (partículas, simetrías) que permitan hallar una nueva teoría aún más completa. Su último gran hito fue hallar el bosón de Higgs, la partícula que era necesaria para dar por cerrado el Modelo Estándar. Ahora su trabajo se centra en medir con precisión las interacciones de esta nueva partícula y buscar indicios de nueva física fuera del modelo estándar (BSM).

Para ello cuenta con distintos subdetectores, dispuestos en capas radiales en torno al punto de interacción en forma cilíndrica (*Barrel*) y también en los extremos (*Endcaps*). Los detectores son en distancia creciente al punto de colisión: detector de trazas (*tracker*) con tecnologías de píxeles y de ti-

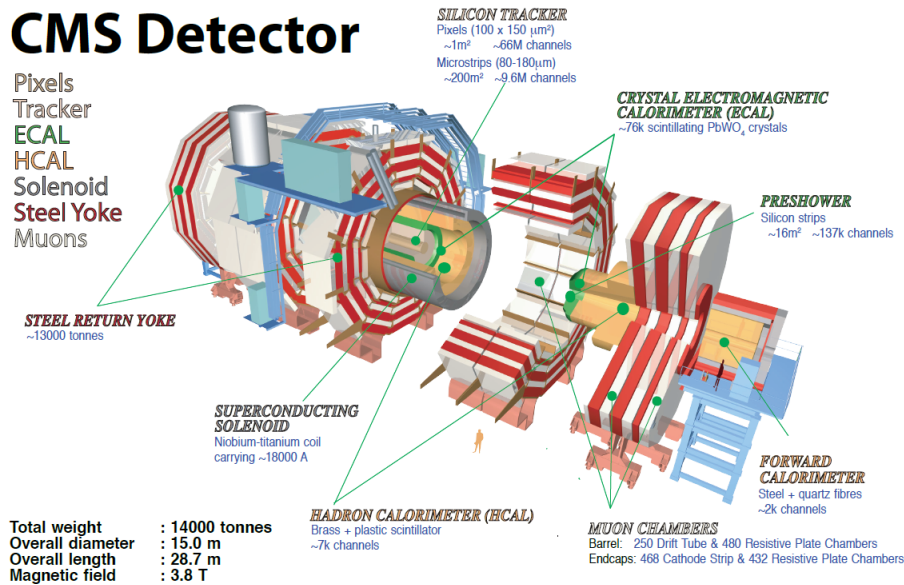


Figura 3.2: Ilustración del detector del experimento CMS. El dibujo muestra un corte imaginario en las secciones frontales, y éstas separadas del detector en el eje longitudinal para poder apreciar la estructura de capas.

ras de silicio, calorímetro electromagnético (ECAL), calorímetro hadrónico (HCAL) y cámaras de muones. Puede verse una imagen de esta estructura en la Figura 3.2.

CMS incluye un solenoide superconductor, que curva las trayectorias de las partículas cargadas en su campo magnético, lo que permite identificarlas con precisión y medir mejor su momento. El hecho reseñable es que el solenoide proporciona un campo de 3.8 T en su interior y abarca en su núcleo no solo el detector de trazas (como es el caso de su experimento complementario, ATLAS) sino también los calorímetros: ECAL y HCAL. De ahí la palabra *Compact* en el nombre del experimento. Además, esto exige que los detectores sean capaces de resistir elevados campos magnéticos.

El tracker consta de dos estructuras principales, un detector de píxeles a tan solo unos centímetros del punto de colisión para identificar vértices de producción de partículas y un detector de microtiras de silicio que abarca desde el detector de píxeles hasta más de un metro en varias capas en la dirección radial y casi 3 m en la dirección axial desde el centro.

A continuación se encuentra el calorímetro electromagnético, donde electrones y fotones deben depositar mediante radiación de frenado y creación de pares toda su energía restante tras cruzar el tracker. Para ello el ECAL está conformado por cristales de wolfrato de plomo (PbWO_4) centelleadores, que generan las cascadas electromagnéticas, absorben la energía y emiten un rápido pulso de luz que se recoge con fotodetectores.

En el calorímetro hadrónico las cascadas de desintegración de los hadrones se generan en regiones metálicas de latón, y su energía se recoge con un centelleador de material plástico.

Finalmente, y ya por fuera del solenoide se encuentran las cámaras de muones. Son de 3 tipos, cámaras de tiras de cátodos (CSC), cámaras de placas resistivas (RPC) y tubos de deriva (DT). Las CSC se utilizan en los *endcaps*, mientras que los DT se ubican en el *barrel*. Las RPC se utilizan en conjunción con los otros dos tipos debido a su rápido tiempo de respuesta (resolución de ~ 1 ns). Entre las distintas capas de cámaras del espectrómetro de muones hay placas de hierro para conducir las líneas de campo magnético del solenoide. En lugar del usual núcleo de un electroimán lo que se utiliza es una “camisa” en torno a él (*return yoke*).

3.3. Reconstrucción de objetos

A partir de los datos recogidos, en CMS se realiza una identificación y reconstrucción de los principales entes físicos con sus propiedades, considerando todos los diferentes subsistemas de detección a un tiempo. Esto es posible gracias a un paradigma de reconstrucción llamado Particle-Flow (PF) [8]. A su paso por los detectores, las partículas producidas en la colisión depositan su energía en los distintos dispositivos en función de sus características. Los depósitos de energía o *hits* en el tracker se agrupan formando *trazas*, que mediante un ajuste reconstruyen su trayectoria. A su vez, las trazas se asocian formando *vértices* en los puntos de origen. Además, en la medida de lo posible, las trazas se hacen coincidir con *clusters*, agrupamientos de múltiples depósitos de energía próximos en los calorímetros. Para ello en Particle-Flow se hace uso de un algoritmo de enlace (*link*) que vincula entre sí los elementos (trazas, hits, clusters,...) obtenidos en los distintos subdetectores, y originados por la misma partícula. El resultado es que el método de PF es muy efectivo, y no solo se aplica a reconstrucción sino que, en una forma más reducida, también se aplica a la selección de eventos durante la toma de datos, al nivel de Trigger HLT (se describe en la Sección 4.2).

Los objetos físicos que se reconstruyen son: muones, electrones, jets y energía transversa perdida.

- **Muones.** La identificación de estas partículas se realiza aprovechando las mejores capacidades del experimento: la precisión de las trazas en el *tracker* y la detección específica en el sistema de muones. El diseño del detector implica que los muones son las únicas partículas que pueden atravesar la totalidad del aparato y ser detectadas en las cámaras de muones. Esto contribuye a una elevada eficiencia en la identificación y, para muones de alto momento, una mejor precisión en la medida de

este. En función de cómo se realice su reconstrucción se distinguen 3 tipos básicos de muones:

- *Standalone*. Solo se utiliza la información de los hits en las cámaras de muones para reconstruir las trazas.
- *Global muons*. Se asocian una traza reconstruida en el tracker y otra de las cámaras de muones reconstruida independientemente, buscando que sean compatibles con una misma trayectoria.
- *Tracker muons*. Se reconstruyen utilizando solamente una traza en el tracker y hits adicionales en los calorímetros o las cámaras de muones.

Para valores del momento inferiores a 100 GeV, la medida de este está dominada por el tracker por su mejor resolución y la menor cantidad de material que atraviesa la partícula. A momentos altos, las trayectorias se curvan menos, por lo que cobran mayor importancia las trazas de las cámaras.

- **Electrones**. Para los electrones, la reconstrucción se realiza con los depósitos de energía repartidos por completo en el *tracker* y en cascadas en el calorímetro electromagnético. Además, al ser cargados su trayectoria está contenida en el campo magnético del solenoide y se curva bajo su efecto, lo que permite identificarlos y medir su momento. Se reconstruyen asociando una traza en el tracker con un cluster en el ECAL, y se comprueba que las mediciones de energía-momento sean compatibles.
- **Jets**. La producción de quarks (salvo el t) y de gluones, debido al confinamiento del color, da pie a procesos de *hadronización*. Se desencadena una cascada de partículas en forma de chorro (*jet*) en la misma dirección. Su reconstrucción se realiza mediante un algoritmo específico llamado *anti- k_T* [9]. Comprende la reconstrucción de hadrones y de leptones no aislados dentro de un mismo *cono* y cumpliendo los requisitos de momento transversal p_T del jet.
 - **b -jets**. Los jets provenientes de los quarks más pesados (principalmente quarks b , y en algún caso quarks c) cuentan con una vida media y una distancia de interacción apreciables. En estos casos es posible *etiquetar* estos jets (*b -tagging*), ya que se originan separados del punto de interacción, en lo que se denomina como vértices secundarios. Además suelen tener características como valores más altos de p_T y la presencia de leptones.
- **MET**. La energía transversal perdida (*missing transverse energy*) es una variable que reconstruye el vector momento de todos aquellos ob-

jetos que no han sido detectados e identificados: partículas no detectables (como neutrinos, materia oscura, partículas supersimétricas), partículas no detectadas (fallos en la detección, zonas no activas) o imprecisiones en la determinación del momento de las partículas identificadas. Dado que se exige un equilibrio de momentos en el plano transversal al eje de colisión, se asigna a esta información una variable *per se*, designada por p_T^{miss} o MET.

Dentro de la reconstrucción de los leptones (electrones y muones) interviene también una variable a la que se denomina aislamiento (*isolation*), que da cuenta del momento transversal asociado a partículas adyacentes. Así el aislamiento relativo para un leptón de momento transversal p_T se puede calcular como

$$I_{Rel} = \frac{1}{p_T} \left(\sum_{h^{\pm,0},\gamma} p_T^{h^{\pm,0},\gamma} \right),$$

el cociente entre la suma de los momentos transversos de hadrones cargados y neutros y fotones y el momento transversal de la partícula de interés, efectuando la suma sobre partículas contenidas en un cono ΔR con valores usualmente $\Delta R < 0,3$ o $0,4$. La distancia es $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

3.4. Upgrades

Aunque con el hallazgo del bosón de Higgs se ha alcanzado el último hito en cuanto a descubrimientos en el Modelo Estándar, el programa científico no se acaba aquí, sino que ahora gran parte de los esfuerzos en física de partículas se encaminan a descubrir fenómenos fuera del Modelo Estándar. Una mayor capacidad de extracción de datos debería llevar a conocer mejor la física y determinar en qué difiere la realidad de nuestros modelos.

Para ello se requiere un esfuerzo técnico y científico aún mayor. Actualmente está en marcha un plan de mejora del LHC denominado HL-LHC (*High Luminosity LHC*) [10][11] que conllevará multitud de mejoras tanto en los sistemas del acelerador (LHC) como en los distintos detectores (como es el caso de CMS).

Tras finalizar el programa científico del *Run 2*, en el que se han producido 160 fb^{-1} en el LHC, de los que CMS ha recogido $\sim 145 \text{ fb}^{-1}$ el LHC se ha detenido para actualizar sus sistemas de inyección. Entonces dará comienzo el *Run 3* con el que se prevé alcanzar los 300 fb^{-1} . Para acometer los cambios necesarios antes del HL-LHC está previsto un nuevo periodo sin actividad en el LHC a partir del año 2023 y por fin alcanzará su energía de diseño $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.

Según las especificaciones técnicas, los sistemas de aceleración y detección deberán soportar luminosidades instantáneas de hasta 5 veces la actual

y acabar reuniendo (idealmente) una luminosidad integrada de 3000 fb^{-1} (10 veces la previsión para el LHC).

Mientras que con las condiciones actuales CMS lidia con un *pileup* (número de colisiones simultáneas que tienen lugar cada vez que se cruzan los haces) de entre 20 y 30 colisiones simultáneas en cada cruce de los haces, en el HL-LHC podría llegar a valores de 200. Esto requerirá una precisión que permita discriminar en los eventos de interés los vértices de las interacciones interesantes frente a las menos informativas.

También, dado el alto flujo de partículas ionizantes asociado a la mayor luminosidad es necesaria una gran tolerancia a la radiación de los subsistemas de detección.

Dentro de las mejoras que experimentará CMS, está que el *Level-1 Trigger* podrá procesar muestras a una frecuencia mayor (750 kHz) y tolerará latencias mayores. Además, incorporará datos del tracker, lo que le permitirá realizar estimaciones precisas del momento. Estudios de exposición a radiación han mostrado que los subsistemas más expuestos de CMS (el tracker -el sistema más interno- y los calorímetros en las *Endcaps*) necesariamente han de ser sustituidos para la fase 2 (HL-LHC). Así pues, todo el tracker (píxeles y tiras) es sustituido por nuevos detectores con mayor granularidad, más capas, mayor resistencia a la radiación y una cantidad inferior de material, alcanzando a cubrir aperturas hasta $|\eta| = 2,4$. Los calorímetros electromagnético y hadrónico situados en las tapas (*Endcaps*) del detector serán sustituidos por un único calorímetro de muestreo con una elevada segmentación y dividido en varias regiones. Este nuevo sistema dará espacio también para la instalación de sistemas adicionales en las cámaras de muones, pudiéndose alcanzar trayectorias con $|\eta| = 2,8$. Además, se incluirá un nuevo sistema de detección con resolución temporal (*MIP timing detectors*) que permitirá identificar vértices en cuatro dimensiones.

Todas estas medidas, se espera que contrarresten las dificultades de medir en un entorno de mayor Pileup (140 hasta 200 colisiones simultáneas) y luminosidad instantánea (2,5 hasta 10 veces superior a la actual).

Capítulo 4

Análisis

El primero de los objetivos de este trabajo es reproducir una búsqueda [12] de sucesos de producción de pares de quarks stop y anti-stop, las partículas escalares supersimétricas de los quarks top y anti-top. La signatura estudiada consiste en cada uno de los squarks decayendo a un quark top y emitiendo un neutralino χ_1^0 , el más ligero. Cada top decae posteriormente a un quark b y un bosón W . En este caso se estudian los eventos en que ambos W decaen en el canal leptónico ($W \rightarrow l\nu$). Así pues en el estado final se deben detectar dos leptones (e o μ) de carga opuesta, dos jets de tipo b y p_T^{miss} debida a los neutrinos y a los neutralinos que escapan sin ser detectados. Este proceso se ilustra en la Figura 4.1.

En concreto esta búsqueda se diseña para explorar una región comprimida del espacio de masas, en la que la diferencia de masas Δm entre el stop y el neutralino es pequeña: $m_W < \Delta m \leq m_t$. En este escenario, el quark top se produce fuera de la capa de masas (*off-shell*) los productos del decaimiento son suaves (bajo valor del momento). Así, para $\Delta m \sim m_W$ los b-jets frecuentemente fallan el requisito de b-tagging, por lo que incluir una zona de señal en la que se vete la presencia de b-jets es una decisión adecuada. Para valores de Δm superiores ($\sim m_t$), la selección de b-jets es más apropiada. Asimismo, para eventos con altos valores de p_T^{miss} , es útil la selección de eventos con jets de radiación de estado inicial (ISR) (*cf.* Sec 4.3).

4.1. Procesos de fondo

Dada esta signatura, resulta inmediato identificar la producción de pares de quarks top ($t\bar{t}$) como el principal fondo, ya que su signatura es idéntica; la única diferencia es que para $t\bar{t}$ 2 neutrinos contribuyen a la p_T^{miss} y para la señal hay 2 neutralinos adicionales. Otros fondos irreducibles (como $t\bar{t}$) son la producción de un quark top asociado a un bosón W (tW) o la producción de pares de W (WW). Otro proceso a considerar es la producción de $t\bar{t}$ en

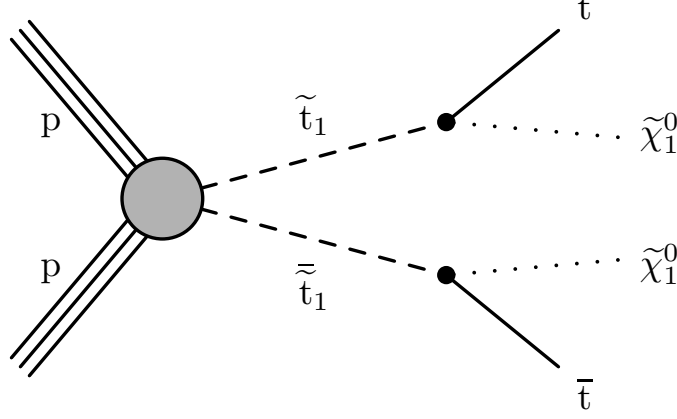


Figura 4.1: Diagrama de la producción de pares de top squark-antisquark decayendo cada uno a un quark top y al neutralino más ligero.

asociación con un bosón Z ($t\bar{t} Z$), para el que la posibilidad de que el Z decaiga a 2 neutrinos hace que se pueda confundir con la señal. Asimismo la producción de WZ o de pares ZZ son considerados. Finalmente, se estudian los eventos correspondientes a procesos de Drell-Yan (DY, Z en asociación con jets).

4.2. Simulación y datos

Los datos usados para este análisis son los correspondientes a la serie completa de toma de datos del LHC de 2016 a 13 TeV de energía y que suman una luminosidad integrada total de

$$L = 35,9 \pm 0,9 \text{ fb}^{-1}.$$

En el LHC se producen millones de colisiones protón-protón por segundo, tantas que es imposible procesarlas y registrarlas todas. Por ello, el proceso de toma de datos CMS tiene un sistema de activación (*trigger*) que se encarga de decidir si un evento es interesante para registrarlo o si su información se desecha. El trigger está estructurado en 2 niveles: el *level-1 trigger* es el más básico y el que desecha la mayor parte de los eventos y está codificado directamente en la electrónica del detector; el trigger de alto nivel (HLT) es un software que se ejecuta en una granja de computadoras aneja al detector. La configuración del HLT puede sufrir cambios de manera continua para adaptarse a las condiciones del acelerador (de hecho ocurre a lo largo de cada llenado del haz).

Para este trabajo, los patrones de trigger son principalmente los correspondientes a señales compatibles con dos leptones. La relación completa de

Dataset	Trigger path
MuonEG	HLT_Mu23_TrkIsoVVL_Ele12_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_v* HLT_Mu23_TrkIsoVVL_Ele12_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_DZ_v* HLT_Mu8_TrkIsoVVL_Ele23_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_v* HLT_Mu8_TrkIsoVVL_Ele23_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_DZ_v*
DoubleEG	HLT_Ele23_Ele12_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_DZ_v*
DoubleMuon	HLT_Mu17_TrkIsoVVL_Mu8_TrkIsoVVL_DZ_v* HLT_Mu17_TrkIsoVVL_Mu8_TrkIsoVVL_v* HLT_Mu17_TrkIsoVVL_TkMu8_TrkIsoVVL_v* HLT_Mu17_TrkIsoVVL_TkMu8_TrkIsoVVL_DZ_v*
SingleElectron	HLT_Ele27_WPTight_Gsf_v* HLT_Ele25_eta2p1_WPTight_Gsf_v*
SingleMuon	HLT_IsoTkMu24_v* HLT_IsoMu24_v*

Tabla 4.1: En esta tabla se muestran las rutas de trigger HLT utilizadas de los distintos datasets de leptones disponibles.

los triggers usados para cada signature de leptones se muestra en la Tabla 4.1. En el nombre de cada dataset se indican los leptones registrados en el trigger de nivel 1: para electrones, SingleElectron y DoubleEG, para muones, SingleMuon y DoubleMuon, y para pares de distinto sabor MuonEG. A su vez, en el nombre de las rutas de trigger (*trigger paths*) se indican el nombre de las partículas identificadas que se requieren para activar esa ruta en el HLT, así como el valor numérico mínimo del momento transversal y otras variables como aislamiento, identificación, parámetro de impacto o pseudorapidez.

En términos generales, los sucesos utilizados deben ser identificados a nivel de trigger con:

- 2 leptones, el primero con un p_T superior a 23 GeV y para el segundo 12 GeV si es un electrón u 8 si es un muón. Si ambos son muones sólo pide 17 GeV al primero.
- 1 leptón con momento transversal $p_T > 25$ GeV si es un electrón o 24 si es un muón.

La producción esperada debida a procesos del Modelo Estándar se modela con muestras de sucesos simulados por métodos de Montecarlo (MC). A partir de los diagramas de Feynman y las funciones de distribución de partones correspondientes se obtienen las secciones eficaces de cada proceso y se extraen los momentos de los productos salientes de las colisiones. Con estos productos se simulan los procesos de decaimiento, cascadas de partones (*parton showering*) y hadronización, que dan lugar a los estados finales

con partículas estables (en la escala de tiempos de detección). Por último, se simula la interacción de las partículas salientes con la materia del detector, se simula el proceso de detección y se reconstruye el suceso del mismo modo que se hace para la toma de datos real.

De esta forma tanto los datos como los eventos de simulación se tienen almacenados en un mismo formato que ya contiene variables de alto nivel: componentes de los cuadrimomentos, aislamiento, identificación...

También se obtienen simulaciones de eventos para la señal estudiada.

Las muestras de Montecarlo se generan a distintos órdenes del desarrollo perturbativo: al orden más bajo (LO: *leading order*), a segundo orden (NLO: *next-to-leading order*), a tercer orden (NNLO: *next-to-next-to-leading order*)... Las muestras de $t\bar{t}$ se obtienen al orden NNLO más los términos logarítmicos (NNLL). Los eventos de tW y de Drell-Yan al orden NNLO. Los sucesos de producción de dibosones (WW, WZ, ZZ) se calculan a 2º orden (NLO). Para $t\bar{t} Z$ a NLO y para eventos de señal a primer orden (LO).

Los eventos de dibosones son reescalados para la sección eficaz obtenida a NNLO.

En el caso de las muestras de señal, no se realiza la simulación completa del detector (por economía de recursos computacionales), sino que se aplica una simulación rápida (*FastSim*) [13].

Se toma en cuenta el efecto de colisiones simultáneas distintas a la principal (*Pileup*) a partir de resultados de su medida. Se aplica también una serie de pesos que corrigen las muestras para que su eficiencia sea la misma que la observada en los datos.

De entre todos estos datos, para el análisis se seleccionan aquellos eventos (con objetos identificados de momento transversal $p_T > 20$ GeV y con una pseudorapidez $|\eta| < 2,4$) en que se hayan reconstruido dos leptones de carga opuesta aislados y con un valor mínimo de p_T de 25 GeV para el leptón principal (*leading*). Se exige a los electrones que superen los criterios de identificación más estrictos (*tight ID*), y a los muones los criterios intermedios (*Medium ID*). A los jets se pide identificación laxa (*Loose ID*). Se rechazan aquellos eventos en que se reconstruya un tercer leptón con criterios mínimos (*Veto ID*). Para los b-jets se requiere un valor intermedio del criterio de etiquetado (CSVv2 Medium)[14]. Asimismo, se requiere que la masa reconstruida del sistema dileptónico sea $m_{ll} \geq 20$ GeV y que esté fuera de la ventana de masa del bosón Z ($|m_{ll} - m_Z| > 15$ GeV) en caso que los leptones sean del mismo sabor, para rechazar el fondo de Drell-Yan. Finalmente, se exige un valor alto del momento transversal ausente: $p_T^{\text{miss}} \geq 140$ GeV.

4.3. Regiones de señal

Para tratar de extraer información de las partículas indetectadas (neutrinos y, en el caso de la señal, también neutralinos) se utiliza la variable

m_{T2} [15]:

$$m_{T2}(ll) = \min_{\vec{p}_T^{\text{miss1}} + \vec{p}_T^{\text{miss2}} = \vec{p}_T^{\text{miss}}} \left\{ \max \left[m_T \left(\vec{p}_T^{\text{lep1}}, \vec{p}_T^{\text{miss1}} \right); m_T \left(\vec{p}_T^{\text{lep2}}, \vec{p}_T^{\text{miss2}} \right) \right] \right\},$$

que trata de generalizar el concepto de la masa transversa m_T , desarrollado en la búsqueda del bosón W, para casos con 2 partículas invisibles.

En este análisis se trata de optimizar la búsqueda para una región *comprimida* en el plano de masas de las partículas supersimétricas ($m_{\tilde{t}}, m_{\chi_1^0}$). Esta región se encuentra acotada entre dos diagonales del plano de masas que corresponden a dos valores de la diferencia de masas $\delta m = m_{\tilde{t}} - m_{\chi_1^0}$: la primera diagonal se fija en el límite $\delta m > m_W + m_b$ y la segunda tal que $\delta m < m_t$. En la región definida de este modo, los quarks stop se desintegrarían en un top fuera de la capa de masas (*off-shell*), que a su vez decaería a un W en la capa de masas (*on-shell*).

La búsqueda de este tipo de señal de fenómenos SUSY se lleva a cabo dividiendo la región de búsqueda función de los valores de p_T^{miss} dando lugar a 3 regiones:

- SR1: $140 < p_T^{\text{miss}} < 200 \text{ GeV}$
- SR2: $200 < p_T^{\text{miss}} < 300 \text{ GeV}$
- SR3: $p_T^{\text{miss}} > 300 \text{ GeV}$

Además, para cada región de señal se distinguen los casos *Tag* (con al menos 1 jet etiquetado como *b*-jet) y *Veto* (con ningún *b*-jet). Así se orienta la búsqueda para puntos de señal próximos a la diagonal del top (*Tag*: más *b*-jets reconstruidos) o a la diagonal del W (*Veto*; los *b*-jets no son identificados).

Para los eventos de la región SR3 se exige también la presencia de un jet adicional de radiación de estado inicial (ISR). Para ello se añade a la selección un jet de alto momento ($p_T > 150 \text{ GeV}$) y con una separación angular respecto de la p_T^{miss} de $\Delta\phi_{\ell, \text{MET}} > 2.5$. De esta manera se favorece una topología en la que el jet ISR se opone al resto del sistema, dotándolo de un mayor momento. Así se consigue que los productos de este tipo de procesos adquieran un espectro de momentos “más duro”, lo que puede mejorar la eficiencia de identificación de objetos y aumentar la ratio señal/ruido en esta región de p_T^{miss} .

Finalmente, para cada uno de los cortes descritos se distinguen 2 canales según el sabor de los leptones: de distinto sabor (DF) cuando los leptones son $e\mu$, o del mismo sabor (SF) cuando son ee o $\mu\mu$.

Cada región de señal se divide en 7 bins de 20 GeV de anchura en función de m_{T2} , siendo el último bin para $m_{T2} > 120 \text{ GeV}$.

4.4. Estimación de fondos e incertidumbres

Los fondos son estimados usando muestras de simulación. Para los fondos principales ($t\bar{t}$, tW , WW) se asigna una normalización a determinar por un ajuste final de máxima verosimilitud (ML). $t\bar{t}$ y tW comparten la misma normalización, y WW tiene un factor distinto. La normalización de los demás fondos se estima en distintas regiones de control (CR) con selecciones estadísticamente independientes de las regiones de señal (SR). El cociente entre el número de sucesos observado en los datos y en la simulación se compara en estas zonas de control para obtener factores de corrección que luego se aplican a la simulación en las regiones de señal.

Para el fondo $t\bar{t} Z$ se seleccionan eventos con 3 leptones (dos de los cuales reconstruyan la masa del Z) y más de 1 jet (alguno b -tagged). Se obtiene un factor de normalización entre los datos y la simulación de $1,44 \pm 0,36$.

Para WZ se toman sucesos con 3 leptones, $p_T^{\text{miss}} > 140 \text{ GeV}$ y ningún b -jet. El factor obtenido es $0,97 \pm 0,09$.

Para ZZ , eventos con 4 leptones de forma que se agrupen dos a dos con carga opuesta y el mismo sabor, para reconstruir los Z . Uno de los pares debe reconstruir una masa a menos de 15 GeV de m_Z y el otro a menos de 30 . Para este caso se determina un factor de $1,05 \pm 0,12$.

El caso de DY se estudia con eventos de 2 leptones que puedan reconstruir un Z (mismo sabor, carga opuesta, masa invariante a menos de 15 GeV del Z) y sin b -jets. La normalización determinada es $0,68$.

En el caso de la normalización de los fondos principales, no se estima incertidumbre, salvo para el tW , al que se asigna un 10% ya que su normalización está ligada a $t\bar{t}$. Para Drell-Yan se estima que la incertidumbre de la normalización es su diferencia respecto a 1 ($1 - 0,68 = 0,32$). Con el resto de fondos se toma la incertidumbre relativa de los factores de normalización: para WZ un 9% , para ZZ un 11% y para $t\bar{t} Z$ un 25% .

Para los fondos de top y WW , la distribución de $m_{T2}(\ell\ell)$ presenta un límite superior en el valor de m_W . Las colas que pueda presentar la distribución observada son debidas a la resolución experimental. Dado que la señal cobra importancia a valores altos de m_{T2} , se caracteriza el comportamiento de estas colas. Se estudian dos regiones de control (CR), la primera cambiando la selección a $100 \text{ GeV} < p_T^{\text{miss}} < 140 \text{ GeV}$, y la segunda con $p_T^{\text{miss}} > 140 \text{ GeV}$, pero -para reducir la presencia de señal- seleccionando eventos b -veto con 3 leptones con *Tight ID* con $|m_{\ell\ell} - m_Z| < 10 \text{ GeV}$ que se usan para emular eventos de WW (convirtiendo 1 leptón en p_T^{miss}). Se observa una buena reproducción de los datos y se extraen incertidumbres de 5 , 10 , 20 y 30% para los 4 últimos bins de m_{T2} .

También se considera el impacto de eventos en que un leptón elude la identificación y se toma otro en su lugar (*fake lepton*). El análisis en la región de control anterior indica que el impacto se concentra en eventos de $t\bar{t}$ a alto p_T^{miss} , en las colas de m_{T2} . La simulación modela adecuadamente

el comportamiento de leptones *fake* simulados por eventos con un tercer leptón vetado. El estudio de eventos con leptones de la misma carga permite extraer un factor de $1,08 \pm 0,21$.

La reproducción de la estimación inicial de fondos se muestra en las Figuras 4.2 a 4.7.

Los valores de los eventos observados, los fondos estimados con sus incertidumbres, y tres modelos de señal esperados, con sus incertidumbres se muestran en las Tablas 4.2 a 4.13.

Se observa una reproducción exacta respecto a [12] tanto de los datos como de las expectativas de señal y de los fondos salvo para los eventos de $t\bar{t}$, con una discrepancia en torno a un $\sim 5\%$. Esta diferencia es positiva en algunas regiones y negativa en otras. Su origen podría estar en alguna ligera diferencia en la selección de los cortes que hiciese migrar eventos de unas regiones a otras. Otra posible causa es un modelado defectuoso (ya conocido) del espectro p_T para eventos de $t\bar{t}$. Se tiene en cuenta en las incertidumbres.

Como se puede observar, la producción de $t\bar{t}$ es el fondo dominante en todas las regiones de señal. En las regiones de veto a b-jets, el fondo subdominante es WW, mientras que en las regiones con b-jets, tW es más importante.

En el canal $ee + \mu\mu$ se observa también la contribución de ZZ y de Drell-Yan, sobre todo en los últimos bins, críticos para la detección de señal.

El fondo presenta en general una caída acusada a altos valores de $m_{T2}(\ell\ell)$, mientras que la señal tiene una distribución más plana.

La señal esperada se hace comparable al fondo para altos valores de $m_{T2}(\ell\ell)$ y para la región de señal SR3, esto es, con $p_T^{\text{miss}} > 300$ GeV y un jet ISR. Con esta selección se espera la mayor sensibilidad.

Otras incertidumbres sistemáticas tenidas en cuenta se enuncian a continuación. Para la luminosidad se considera un factor global de 2,5 % a partir de medidas conocidas. Efectos de eficiencia de identificación y aislamiento de leptones también son conocidos y aplicados. La eficiencia de b-tagging también es corregida. La selección de falsos leptones (*fakes*) se corrige por un factor $1,08 \pm 0,20$; su incertidumbre es el 19 %. Los factores de eficiencia de trigger tienen una incertidumbre del 2 %. Se consideran también las correcciones a las distribuciones de m_{T2} para eventos de top, WW, ZZ y DY. Las incertidumbres debidas al escalado de energía de los jets (JES) y a elementos sin identificar asignados a la MET se corrigen procesando los eventos para los límites de su incertidumbre. Las incertidumbres teóricas de procesos fuertes (QCD) se estudian con muestras en las que se aplican factores 2 y $\frac{1}{2}$ a las escalas energía y se propaga su efecto al análisis. Es detectado un desacuerdo entre el espectro de p_T de los datos y el de simulación, por lo que se toma como incertidumbre el factor de ponderación. Se conoce un defecto en el modelado de p_T^{miss} para muestras simuladas de señal, por lo que se toma como valor la semisuma del valor del evento generado y el del

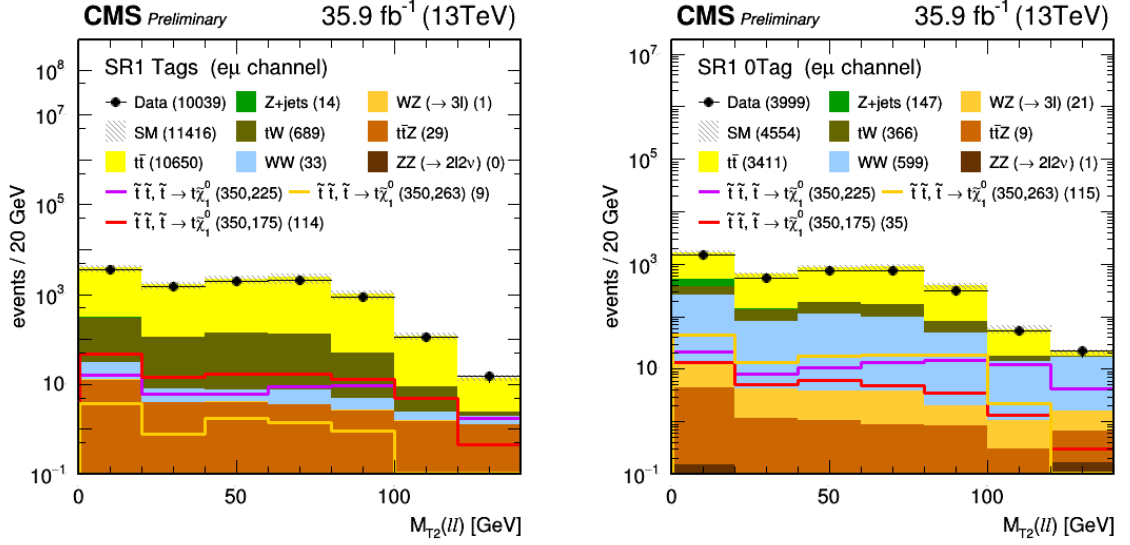


Figura 4.2: Distribución de $m_{T2}(\ell\ell)$ esperada y observada para eventos de la región de señal SR1 con $140 < p_T^{\text{miss}} < 200$ GeV en el canal $e\mu$ y con al menos un b-jet (izq) y sin b-jets (dcha).

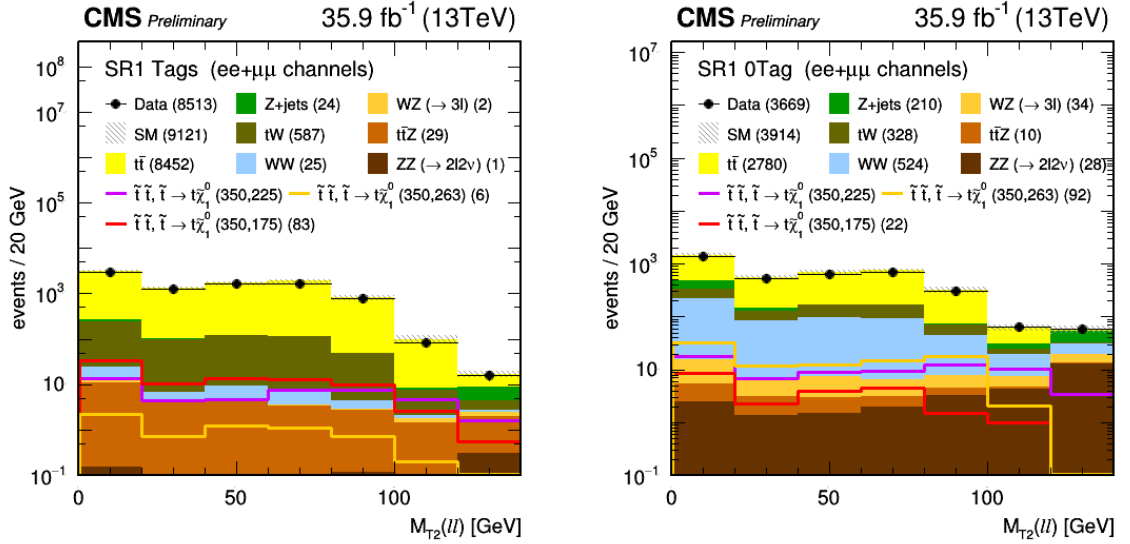


Figura 4.3: Distribución de $m_{T2}(\ell\ell)$ esperada y observada para eventos de la región de señal SR1 con $140 < p_T^{\text{miss}} < 200$ GeV en los canales $ee + \mu\mu$ y con al menos un b-jet (izq) y sin b-jets (dcha).

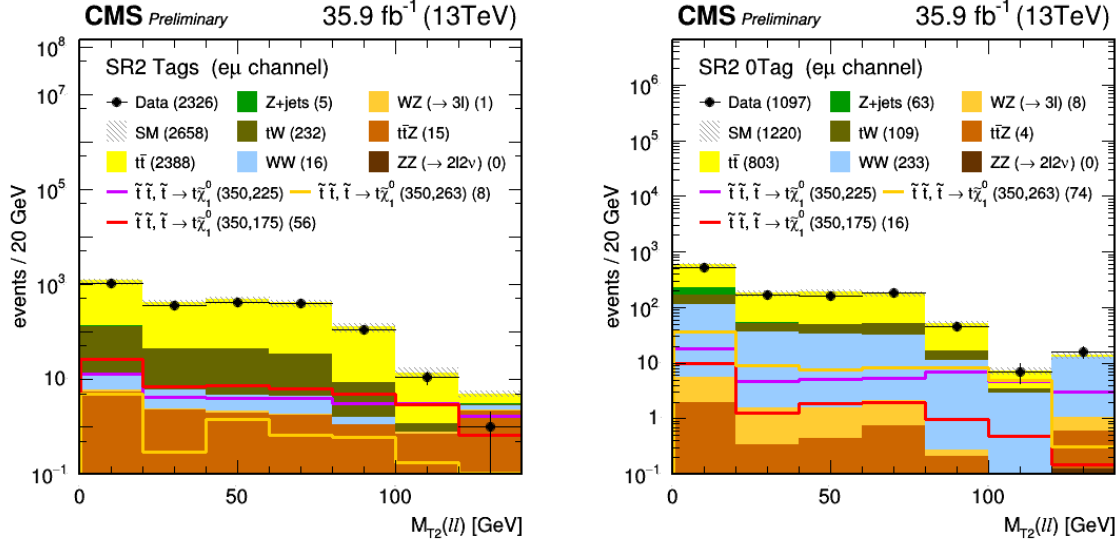


Figura 4.4: Distribución de $m_{T2}(\ell\ell)$ esperada y observada para eventos de la región de señal SR2 con $200 < p_T^{\text{miss}} < 300$ GeV en el canal $e\mu$ y con al menos un b-jet (izq) y sin b-jets (dcha).

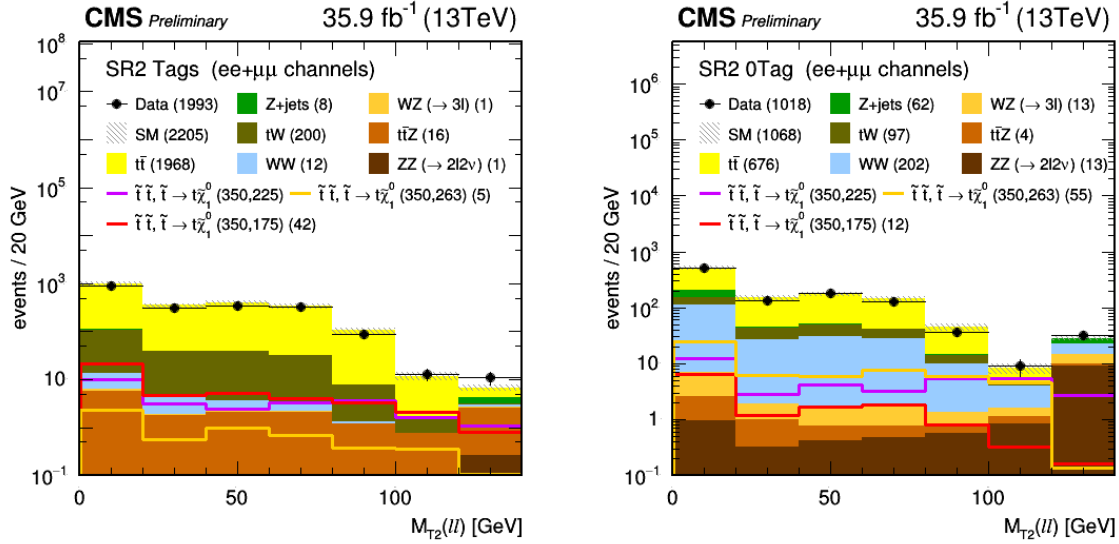


Figura 4.5: Distribución de $m_{T2}(\ell\ell)$ esperada y observada para eventos de la región de señal SR2 con $200 < p_T^{\text{miss}} < 300$ GeV en los canales $ee + \mu\mu$ y con al menos un b-jet (izq) y sin b-jets (dcha).

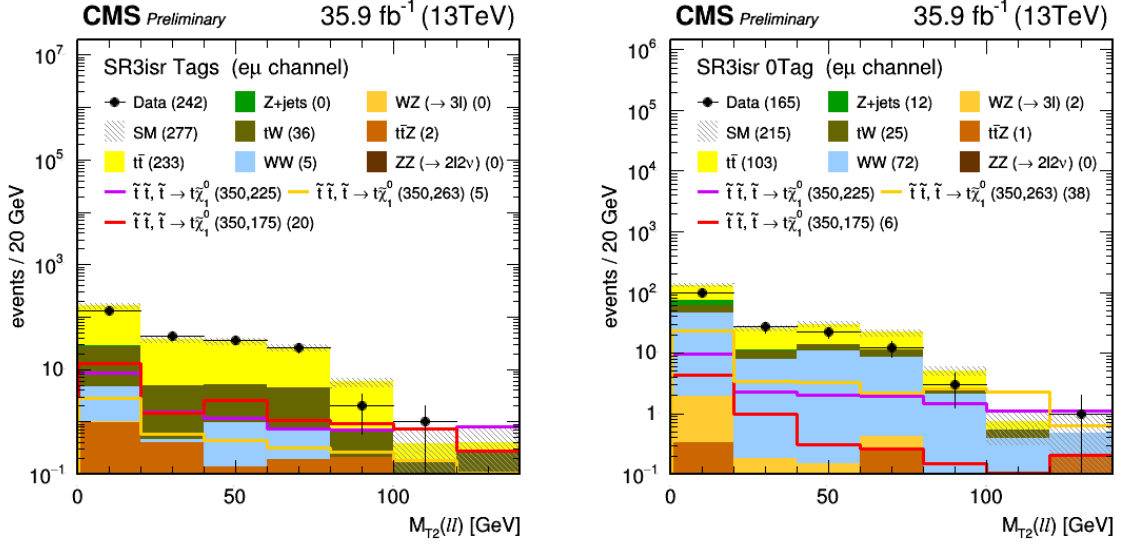


Figura 4.6: Distribución de $m_{T2}(\ell\ell)$ esperada y observada para eventos de la región de señal SR3 con $p_T^{\text{miss}} > 300$ GeV en el canal $e\mu$ para eventos con un jet ISR y con al menos un b-jet (izq) o sin b-jets (dcha).

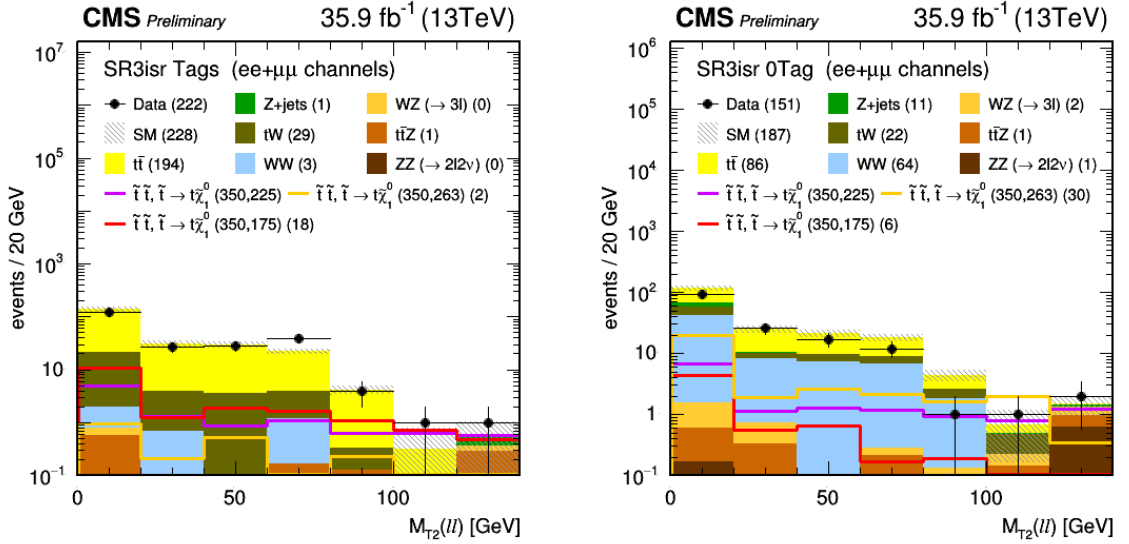


Figura 4.7: Distribución de $m_{T2}(\ell\ell)$ esperada y observada para eventos de la región de señal SR3 con $p_T^{\text{miss}} > 300$ GeV en los canales $ee + \mu\mu$ para eventos con un jet ISR y con al menos un b-jet (izq) o sin b-jets (dcha).

	$MT2\ell_{em}$	
	Low $m_{T2}(\ell\ell)$	High $m_{T2}(\ell\ell)$
Data	9034	1005
$ZZ(\rightarrow 2l2\nu)$	0.02 ± 0.01	0.01 ± 0.01
$t\bar{t}Z$	23.8 ± 2.3	5.37 ± 0.67
$WZ(\rightarrow 3l)$	0.8 ± 0.37	0.21 ± 0.2
WW	29.3 ± 3.1	3.7 ± 1.1
tW	636 ± 28	52.6 ± 6.7
$Z + jets$	14 ± 2.8	0 ± 0.08
$t\bar{t}$	9552 ± 719	1097 ± 162
SM Processes	10257 ± 1069	1159 ± 240
$\widetilde{t}\widetilde{t}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 225)$	37.6 ± 3.3	16.1 ± 1.9
$\widetilde{t}\widetilde{t}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 175)$	96 ± 6.3	18.4 ± 2.5
$\widetilde{t}\widetilde{t}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 263)$	7.9 ± 1.2	0.97 ± 0.44

Tabla 4.2: Resumen de producción de eventos observada y producción esperada en el corte $SR1Tag$ y el canal em para cada proceso de fondo y para tres procesos de señal en los 4 primeros bins de $m_{T2}(\ell\ell)$ (Low) y en los 3 últimos (High).

	$MT2\ell_{em}$	
	Low $m_{T2}(\ell\ell)$	High $m_{T2}(\ell\ell)$
Data	3613	386
$ZZ(\rightarrow 2l2\nu)$	0.29 ± 0.03	0.36 ± 0.04
$t\bar{t}Z$	7.3 ± 1.2	1.49 ± 0.41
$WZ(\rightarrow 3l)$	18 ± 1.6	2.88 ± 0.64
WW	524 ± 23	74.6 ± 7.4
tW	327 ± 18	39.5 ± 5.6
$Z + jets$	147 ± 21	0.06 ± 0.14
$t\bar{t}$	3066 ± 170	346 ± 45
SM Processes	4090 ± 242	465 ± 60
$\widetilde{t}\widetilde{t}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 225)$	53.9 ± 4.1	31 ± 2.6
$\widetilde{t}\widetilde{t}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 175)$	29.4 ± 2.7	5.2 ± 1.1
$\widetilde{t}\widetilde{t}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 263)$	93.8 ± 5.9	21.3 ± 4.1

Tabla 4.3: Resumen de producción de eventos observada y producción esperada en el corte $SR1Veto$ y el canal em para cada proceso de fondo y para tres procesos de señal en los 4 primeros bins de $m_{T2}(\ell\ell)$ (Low) y en los 3 últimos (High).

	$MT2l_{sf}$	
	Low $m_{T2}(\ell\ell)$	High $m_{T2}(\ell\ell)$
Data	7614	899
$ZZ(\rightarrow 2l2\nu)$	0.39 ± 0.04	0.52 ± 0.05
$t\bar{t}Z$	22.8 ± 2.2	5.78 ± 0.64
$WZ(\rightarrow 3l)$	1.57 ± 0.45	0.88 ± 0.32
WW	23.4 ± 2.8	2.1 ± 0.73
tW	535 ± 24	52.5 ± 5.7
$Z + jets$	18.4 ± 5.8	5.9 ± 2
$t\bar{t}$	7585 ± 391	867 ± 100
SM Processes	8186 ± 454	935 ± 109
$\tilde{t}\tilde{t}, \tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0(350, 225)$	30.5 ± 2.5	13.9 ± 1.8
$\tilde{t}\tilde{t}, \tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0(350, 175)$	69.8 ± 4.6	13.1 ± 1.9
$\tilde{t}\tilde{t}, \tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0(350, 263)$	5.37 ± 1	0.93 ± 0.55

Tabla 4.4: Resumen de producción de eventos observada y producción esperada en el corte $SR1Tag$ y el canal $ee + \mu\mu$ para cada proceso de fondo y para tres procesos de señal en los 4 primeros bins de $m_{T2}(\ell\ell)$ (Low) y en los 3 últimos (High).

	$MT2l_{sf}$	
	Low $m_{T2}(\ell\ell)$	High $m_{T2}(\ell\ell)$
Data	3246	423
$ZZ(\rightarrow 2l2\nu)$	7.25 ± 0.3	20.32 ± 0.85
$t\bar{t}Z$	7.5 ± 1.1	2.3 ± 0.42
$WZ(\rightarrow 3l)$	21.6 ± 1.5	12.1 ± 1.2
WW	464 ± 22	60.1 ± 6.7
tW	295 ± 15	33 ± 4.5
$Z + jets$	180 ± 24	30 ± 10
$t\bar{t}$	2500 ± 124	281 ± 32
SM Processes	3476 ± 166	438 ± 43
$\tilde{t}\tilde{t}, \tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0(350, 225)$	43.1 ± 3.2	26.2 ± 3.4
$\tilde{t}\tilde{t}, \tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0(350, 175)$	19.3 ± 2.1	2.59 ± 0.86
$\tilde{t}\tilde{t}, \tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0(350, 263)$	71.7 ± 4.9	20.3 ± 2.7

Tabla 4.5: Resumen de producción de eventos observada y producción esperada en el corte $SR1Veto$ y el canal $ee + \mu\mu$ para cada proceso de fondo y para tres procesos de señal en los 4 primeros bins de $m_{T2}(\ell\ell)$ (Low) y en los 3 últimos (High).

	$MT2\ell_{em}$	
	Low $m_{T2}(\ell\ell)$	High $m_{T2}(\ell\ell)$
Data	2203	123
$ZZ(\rightarrow 2l2\nu)$	0.02 ± 0.01	0.01 ± 0.01
$t\bar{t}Z$	11.2 ± 1.4	3.93 ± 0.5
$WZ(\rightarrow 3l)$	1.23 ± 0.35	0.15 ± 0.18
WW	15 ± 2.2	1.08 ± 0.6
tW	224 ± 13	7.5 ± 1.5
$Z + jets$	4.8 ± 1.1	0.05 ± 0.07
$t\bar{t}$	2253 ± 167	135 ± 20
SM Processes	2510 ± 226	148 ± 27
$\widetilde{t}\widetilde{t}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 225)$	25.1 ± 2.4	7.7 ± 1.7
$\widetilde{t}\widetilde{t}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 175)$	47.3 ± 3.7	8.5 ± 1.5
$\widetilde{t}\widetilde{t}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 263)$	7.1 ± 1.3	0.84 ± 0.37

Tabla 4.6: Resumen de producción de eventos observada y producción esperada en el corte $SR2Tag$ y el canal em para cada proceso de fondo y para tres procesos de señal en los 4 primeros bins de $m_{T2}(\ell\ell)$ (Low) y en los 3 últimos (High).

	$MT2\ell_{em}$	
	Low $m_{T2}(\ell\ell)$	High $m_{T2}(\ell\ell)$
Data	1029	68
$ZZ(\rightarrow 2l2\nu)$	0.12 ± 0.02	0.16 ± 0.02
$t\bar{t}Z$	3.35 ± 0.76	0.76 ± 0.28
$WZ(\rightarrow 3l)$	7.39 ± 0.93	0.6 ± 0.27
WW	207 ± 11	25.7 ± 2.7
tW	103 ± 6.3	5.8 ± 1.2
$Z + jets$	62.9 ± 8.5	0 ± 0.07
$t\bar{t}$	763 ± 48	39.6 ± 5.2
SM Processes	1147 ± 66	72.5 ± 7
$\widetilde{t}\widetilde{t}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 225)$	33.2 ± 2.9	14.7 ± 1.8
$\widetilde{t}\widetilde{t}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 175)$	14.8 ± 1.9	1.62 ± 0.59
$\widetilde{t}\widetilde{t}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 263)$	60.8 ± 4.5	13.5 ± 1.6

Tabla 4.7: Resumen de producción de eventos observada y producción esperada en el corte $SR2Veto$ y el canal em para cada proceso de fondo y para tres procesos de señal en los 4 primeros bins de $m_{T2}(\ell\ell)$ (Low) y en los 3 últimos (High).

	$MT2l_{sf}$	
	Low $m_{T2}(\ell\ell)$	High $m_{T2}(\ell\ell)$
Data	1883	110
$ZZ(\rightarrow 2l2\nu)$	0.19 ± 0.03	0.33 ± 0.04
$t\bar{t}Z$	11.7 ± 1.3	4.18 ± 0.49
$WZ(\rightarrow 3l)$	0.81 ± 0.29	0.16 ± 0.21
WW	12.1 ± 1.8	0.3 ± 0.4
tW	192 ± 11	7.5 ± 1.7
$Z + jets$	6.4 ± 1.4	1.39 ± 0.53
$t\bar{t}$	1858 ± 119	110 ± 15
SM Processes	2082 ± 131	123 ± 16
$\widetilde{t\bar{t}}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 225)$	18.6 ± 2	6.3 ± 0.94
$\widetilde{t\bar{t}}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 175)$	35.6 ± 3.3	6.2 ± 1.1
$\widetilde{t\bar{t}}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 263)$	4.55 ± 0.83	0.73 ± 0.36

Tabla 4.8: Resumen de producción de eventos observada y producción esperada en el corte $SR2Tag$ y el canal $ee + \mu\mu$ para cada proceso de fondo y para tres procesos de señal en los 4 primeros bins de $m_{T2}(\ell\ell)$ (Low) y en los 3 últimos (High).

	$MT2l_{sf}$	
	Low $m_{T2}(\ell\ell)$	High $m_{T2}(\ell\ell)$
Data	941	77
$ZZ(\rightarrow 2l2\nu)$	2.18 ± 0.12	10.66 ± 0.56
$t\bar{t}Z$	2.98 ± 0.66	1.28 ± 0.24
$WZ(\rightarrow 3l)$	7.1 ± 0.89	5.94 ± 0.78
WW	183 ± 10	19 ± 2.4
tW	92.7 ± 6.1	4.4 ± 1.3
$Z + jets$	56.7 ± 8.2	5.3 ± 2.1
$t\bar{t}$	642 ± 41	34.4 ± 4.7
SM Processes	987 ± 54	81 ± 7.2
$\widetilde{t\bar{t}}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 225)$	22.7 ± 2.4	13.4 ± 1.8
$\widetilde{t\bar{t}}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 175)$	11.2 ± 1.7	1.29 ± 0.64
$\widetilde{t\bar{t}}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 263)$	44.2 ± 3.5	10.5 ± 1.7

Tabla 4.9: Resumen de producción de eventos observada y producción esperada en el corte $SR2Veto$ y el canal $ee + \mu\mu$ para cada proceso de fondo y para tres procesos de señal en los 4 primeros bins de $m_{T2}(\ell\ell)$ (Low) y en los 3 últimos (High).

	$MT2llsr_{em}$	
	Low $m_{T2}(\ell\ell)$	High $m_{T2}(\ell\ell)$
Data	239	3
$ZZ(\rightarrow 2l2\nu)$	0 ± 0.01	0 ± 0.01
$t\bar{t}Z$	1.69 ± 0.59	0.37 ± 0.19
$WZ(\rightarrow 3l)$	0.06 ± 0.23	0 ± 0.21
WW	5.1 ± 1.2	0 ± 0.58
tW	35.3 ± 3.1	0.76 ± 0.48
$Z + jets$	0.47 ± 0.09	0 ± 0
$t\bar{t}$	228 ± 21	5.56 ± 0.95
SM Processes	270 ± 25	6.7 ± 1.4
$\widetilde{t\bar{t}}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 225)$	12 ± 1.5	2.27 ± 0.53
$\widetilde{t\bar{t}}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 175)$	18.2 ± 2.1	1.96 ± 0.51
$\widetilde{t\bar{t}}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 263)$	4.13 ± 0.93	0.55 ± 0.25

Tabla 4.10: Resumen de producción de eventos observada y producción esperada en el corte $SR3Tag$ y el canal em para cada proceso de fondo y para tres procesos de señal en los 4 primeros bins de $m_{T2}(\ell\ell)$ (Low) y en los 3 últimos (High).

	$MT2llsr_{em}$	
	Low $m_{T2}(\ell\ell)$	High $m_{T2}(\ell\ell)$
Data	161	4
$ZZ(\rightarrow 2l2\nu)$	0.05 ± 0.01	0.03 ± 0.01
$t\bar{t}Z$	0.76 ± 0.4	0.22 ± 0.09
$WZ(\rightarrow 3l)$	2.03 ± 0.46	0 ± 0.2
WW	69.7 ± 5	2.71 ± 0.77
tW	24.5 ± 2.7	0.53 ± 0.49
$Z + jets$	12.3 ± 2.1	0 ± 0
$t\bar{t}$	99.8 ± 9	2.77 ± 0.52
SM Processes	209 ± 13	6.3 ± 1.1
$\widetilde{t\bar{t}}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 225)$	16.1 ± 1.9	3.7 ± 0.78
$\widetilde{t\bar{t}}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 175)$	5.8 ± 1	0.35 ± 0.38
$\widetilde{t\bar{t}}, \widetilde{t} \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 263)$	32.1 ± 3.3	5.55 ± 0.93

Tabla 4.11: Resumen de producción de eventos observada y producción esperada en el corte $SR3Veto$ y el canal em para cada proceso de fondo y para tres procesos de señal en los 4 primeros bins de $m_{T2}(\ell\ell)$ (Low) y en los 3 últimos (High).

	$MT2llsr_{sf}$	
	Low $m_{T2}(\ell\ell)$	High $m_{T2}(\ell\ell)$
Data	216	6
$ZZ(\rightarrow 2l2\nu)$	0 ± 0.01	0.05 ± 0.01
$t\bar{t}Z$	1.07 ± 0.47	0.38 ± 0.13
$WZ(\rightarrow 3l)$	0.38 ± 0.25	0.08 ± 0.19
WW	2.79 ± 0.89	0 ± 0.56
tW	29 ± 2.8	0.21 ± 0.48
$Z + jets$	0.55 ± 0.1	0.15 ± 0.11
$t\bar{t}$	190 ± 17	4.15 ± 0.71
SM Processes	223 ± 19	5 ± 1
$\widetilde{t\bar{t}}, t \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 225)$	8.3 ± 1.2	1.84 ± 0.49
$\widetilde{t\bar{t}}, t \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 175)$	15.5 ± 2	2.31 ± 0.53
$\widetilde{t\bar{t}}, t \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 263)$	1.76 ± 0.54	0.42 ± 0.24

Tabla 4.12: Resumen de producción de eventos observada y producción esperada en el corte $SR3Tag$ y el canal $ee + \mu\mu$ para cada proceso de fondo y para tres procesos de señal en los 4 primeros bins de $m_{T2}(\ell\ell)$ (Low) y en los 3 últimos (High).

	$MT2llsr_{sf}$	
	Low $m_{T2}(\ell\ell)$	High $m_{T2}(\ell\ell)$
Data	147	4
$ZZ(\rightarrow 2l2\nu)$	0.3 ± 0.03	0.79 ± 0.06
$t\bar{t}Z$	1.1 ± 0.41	0.48 ± 0.13
$WZ(\rightarrow 3l)$	1.39 ± 0.4	0.5 ± 0.21
WW	62.3 ± 4.8	1.68 ± 0.86
tW	20.6 ± 2.5	1.04 ± 0.65
$Z + jets$	10.9 ± 1.7	0.14 ± 0.07
$t\bar{t}$	83.8 ± 7.5	1.92 ± 0.45
SM Processes	180 ± 12	6.5 ± 1.3
$\widetilde{t\bar{t}}, t \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 225)$	10.3 ± 1.4	2.96 ± 0.65
$\widetilde{t\bar{t}}, t \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 175)$	5.7 ± 1	0.26 ± 0.33
$\widetilde{t\bar{t}}, t \rightarrow t\widetilde{\chi}_1^0(350, 263)$	26.3 ± 2.9	3.93 ± 0.85

Tabla 4.13: Resumen de producción de eventos observada y producción esperada en el corte $SR3Veto$ y el canal $ee + \mu\mu$ para cada proceso de fondo y para tres procesos de señal en los 4 primeros bins de $m_{T2}(\ell\ell)$ (Low) y en los 3 últimos (High).

evento reconstruido y como incertidumbre la semidiferencia. Mientras que las muestras de fondo han sido corregidas para los efectos de *Pileup*, no se ha corregido sobre los eventos de señal, por lo que se estima para ellas una incertidumbre asociada a partir del número de vértices de las muestras de señal.

4.5. Límites

En este trabajo se pretende mostrar una predicción de los valores futuros a los que podría llegar la exclusión estadística de los fenómenos de producción de quarks stop considerados (en caso de que no se observase señal) con los datos proporcionados por HL-LHC en toda su vida útil (Sección 3.4). Tras reproducir el resultado para los datos correspondientes a 2016, se intenta realizar predicciones para 3000 fb^{-1} de eventos (la cantidad total esperada de sucesos) y también para 1000 fb^{-1} , un dato más conservador. Se espera que hasta 1000 fb^{-1} el detector funcione igual, y su rendimiento no esté afectado por la radiación, algo que a 3000 fb^{-1} es más probable que ocurra.

Aunque en la reproducción de los fondos para las muestras de 35.9 fb^{-1} se han incluido los datos de 2016 como medio de contraste, en adelante no se utilizan, pues este estudio se basa en predicciones de los distintos procesos mediante simulación.

En el ámbito del contraste de hipótesis, la exclusión consiste en fijar límites para los que la señal, a tenor de la observación, deja de tener sentido para un cierto nivel de confianza. Se fija una hipótesis de partida o hipótesis nula, H_0 , que en este caso implica que no hay señal y que solo se espera observar fondo (aquí, el Modelo Estándar). Se determina una hipótesis alternativa H_I , que considera la existencia de nuestra señal esperada. En este caso, para un valor observado x , se considera que H_I está excluida a un nivel de confianza (CL) del 95 % si la probabilidad (bajo la hipótesis H_I cuya medida esperada es $n > x$) de obtener dicho valor o uno inferior es 0,05 [16][17].

Se realiza un ajuste global de los fondos esperados a las observaciones. Se utilizan métodos de máxima verosimilitud para determinar los mejores valores de parametrización de los fondos, teniendo en cuenta las incertidumbres. Para ello se hace uso de un programa (HiggsAnalysis-CombinedLimit) que implementa una técnica estadística (CL_S) [18] de cálculo de límites de exclusión.

Se realiza una comparación entre la sección eficaz determinada para los fondos y la esperada teniendo en cuenta el modelo de señal. De este modo se determinan los límites superiores a la sección eficaz de la señal para la hipótesis considerada en función de los valores de masa del quark stop y la partícula supersimétrica más ligera. Los resultados de los límites al nivel de

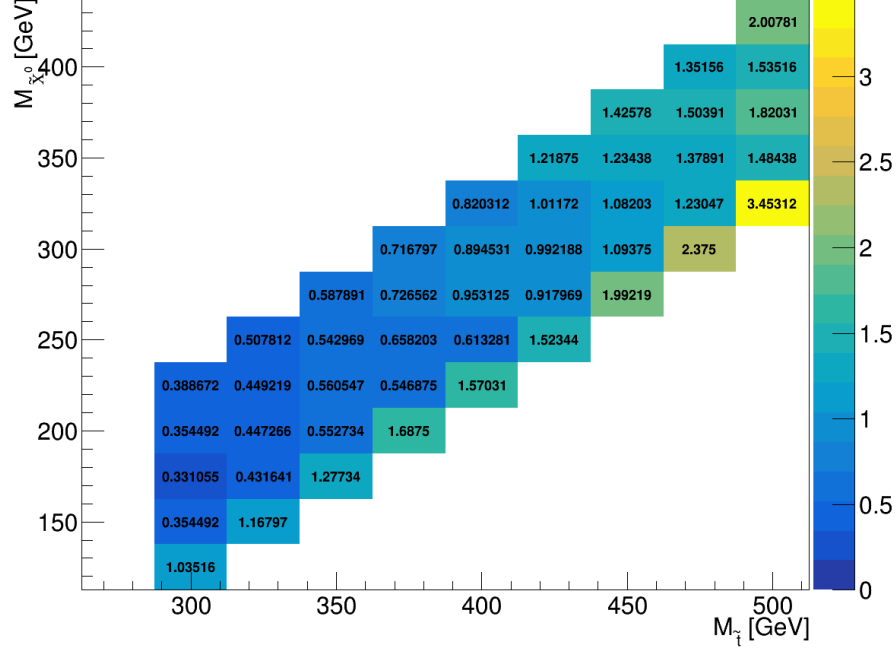


Figura 4.8: Límites superiores del cociente de la sección eficaz obtenida del ajuste entre la esperada para el modelo con señal, a un 95 % CL, para un luminosidad integrada $L = 35.9 \text{ fb}^{-1}$.

confianza del 95 % para los cocientes de sección eficaz entre los valores del ajuste y los esperados para el modelo con señal se muestran en la Figura 4.8. Los límites superiores obtenidos en la Figura 4.8 tienen una discrepancia con los resultados de referencia de un 3 %.

A continuación se realiza el mismo análisis reescalando los eventos a la producción esperada para luminosidades de 1000 fb^{-1} y 3000 fb^{-1} , y sin cambiar las consideraciones de los errores sistemáticos respecto del análisis inicial (“Run 2”). Los límites así obtenidos se muestran en las Figuras 4.9 y 4.10.

El siguiente paso, es el punto opuesto en el rango de incertidumbres. Se supone un caso ideal en que no hubiera sistemáticos y la única incertidumbre fuera la dada por la estadística (“Stat-Only”). Para este caso también se obtienen los límites a 1000 fb^{-1} y 3000 fb^{-1} . Los resultados pueden verse en las Figuras 4.11 y 4.12.

A la luz de los resultados, se puede decir que para la región comprimida para la que la diferencia de masas entre el quark stop y el neutralino está entre las masas del W y del top, la sensibilidad a los modelos de señal considerados mejora notablemente en las proyecciones para el HL-LHC.

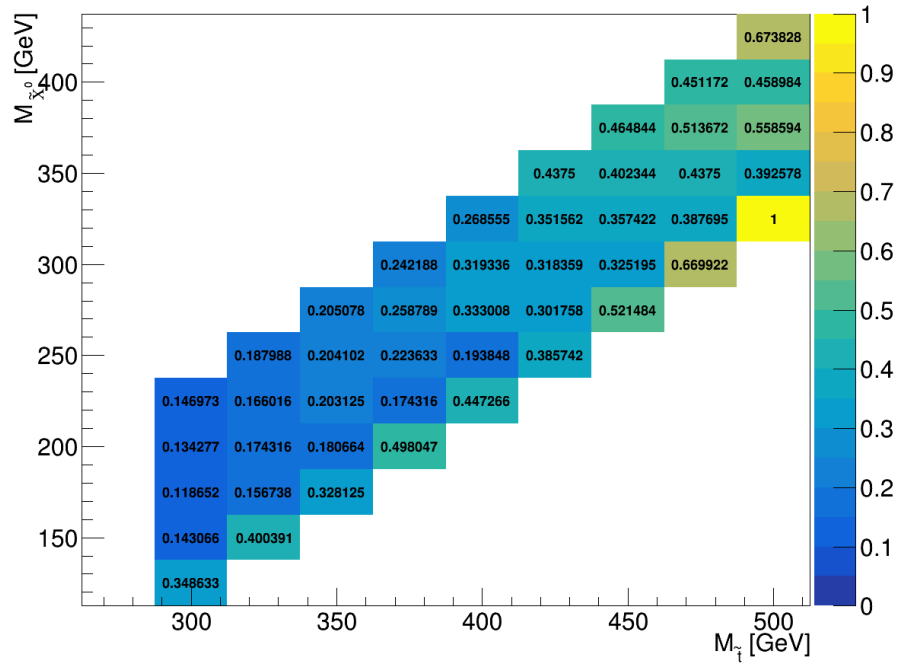


Figura 4.9: Límites superiores del cociente de la sección eficaz obtenida del ajuste entre la esperada para el modelo con señal, a un 95 % CL, para un luminosidad integrada $L = 1000 \text{ fb}^{-1}$. No se han modificado los sistemáticos.

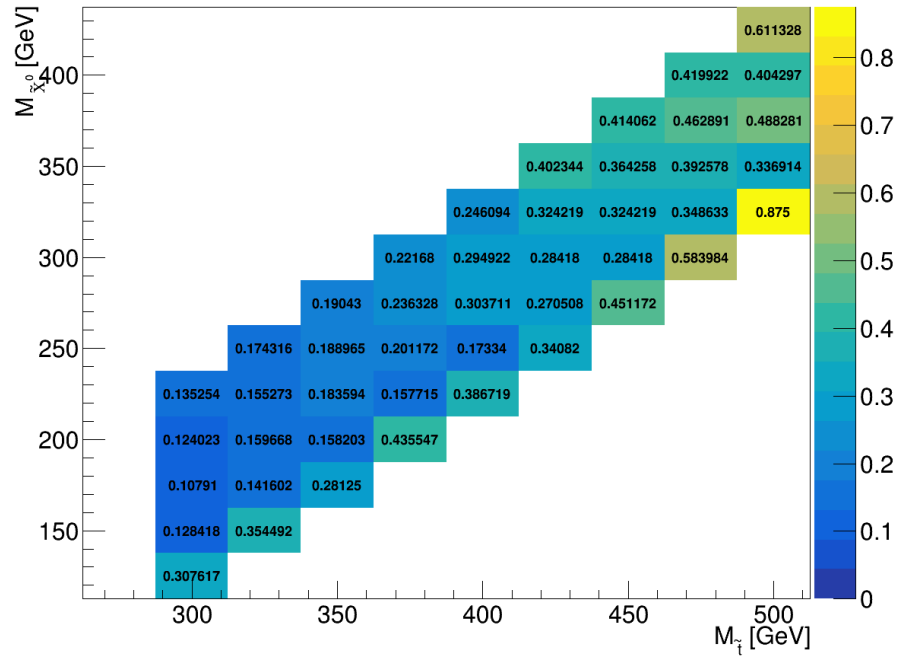


Figura 4.10: Límites superiores del cociente de la sección eficaz obtenida del ajuste entre la esperada para el modelo con señal, a un 95 % CL, para un luminosidad integrada $L = 3000 \text{ fb}^{-1}$. No se han modificado los sistemáticos.

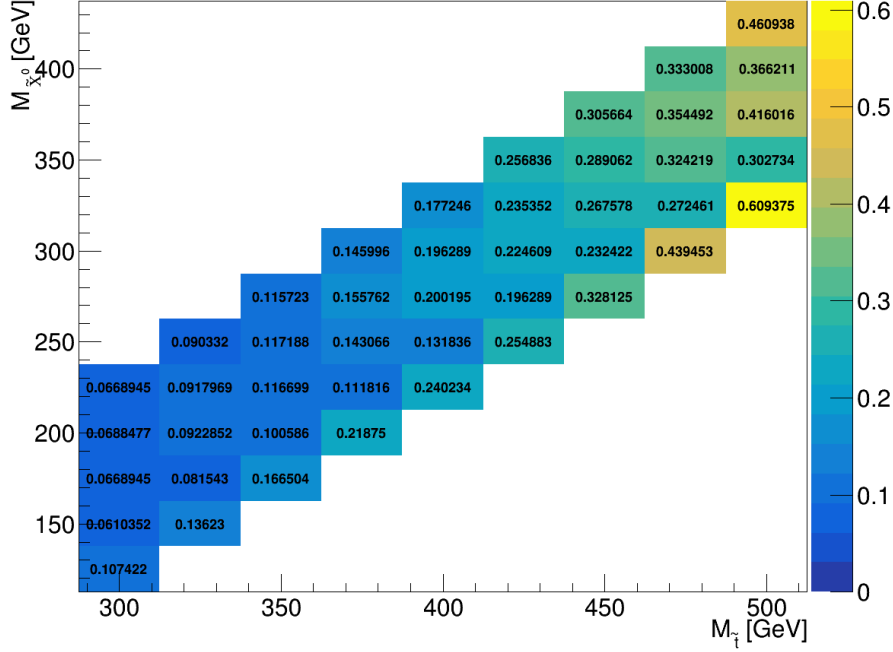


Figura 4.11: Límites superiores del cociente de la sección eficaz obtenida del ajuste entre la esperada para el modelo con señal, a un 95 % CL, para un luminosidad integrada $L = 1000 \text{ fb}^{-1}$. Se considera el caso ideal sin sistemáticos y solo con estadísticos.

Incluso en el supuesto más pesimista (“Run 2”), en que no se consiguiesen reducir los sistemáticos, la mejora es considerable. No obstante, si se observa la diferencia para una misma luminosidad, al eliminar los sistemáticos (p. ej. Figuras 4.10 y 4.12), se puede ver que juegan un papel no desdeñable, y que es razonable tener en cuenta su evolución a la hora de realizar proyecciones.

Existe un tercer escenario de proyección de resultados [19][20] para HL-LHC, en que se considera la evolución esperada en las incertidumbres (“YR18”). El rendimiento previsto se recogerá en un CERN Yellow Report. En este escenario se considera que en cuanto a limitaciones del detector, el incremento en PileUp y la caída de rendimiento debida al envejecimiento puedan verse compensados por el avance en el conocimiento del detector y la experiencia operativa. Se prevé una mejora en las incertidumbres teóricas, de normalización y modelado de un factor $\frac{1}{2}$. Las incertidumbres estadísticas, así como las experimentales, se escalan con la raíz cuadrada de la luminosidad integrada: $\frac{1}{\sqrt{L}}$. Se establecen valores “suelo” como límite optimista para algunas incertidumbres, según estudios dedicados, a los anteriores criterios.

Los valores que se han tomado para la proyección a 3000 fb^{-1} se muestran

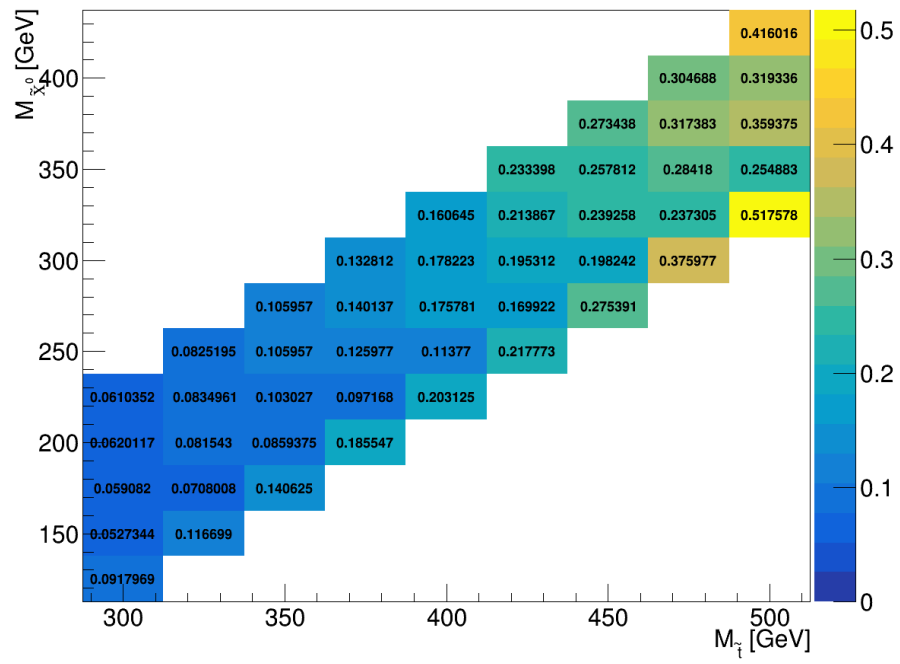


Figura 4.12: Límites superiores del cociente de la sección eficaz obtenida del ajuste entre la esperada para el modelo con señal, a un 95 % CL, para un luminosidad integrada $L = 3000 \text{ fb}^{-1}$. Se considera el caso ideal sin sistemáticos y solo con estadísticos.

Incertidumbre	Suelo
Luminosity	1 %
Trigger	1 %
IDIso	0,5 %
Jet energy scale	1/2
Unclustered energy	1/2
b tagging	1 %
Renorm./fact. scales	1/2
PDFs	3/5
ttZ norm	1/3
WZ norm	4/9
ZZ norm	—
Drell–Yan norm	=
tt p_T reweight.	1/3
Fake	1/2
m_{T2} Shapes	1/2
PileUp(FS)	=
p_T^{miss} (FS)	=
ISR(FS)	=

Tabla 4.14: Valores tomados como referencia para el escalado de los distintos sistemáticos a 3000 fb^{-1} en el escenario “YR18”. Según el caso se muestra el valor de la incertidumbre relativa (%) o el factor con respecto al caso del “Run2”.

en la Tabla 4.14. A continuación se describen las excepciones a las directrices genéricas. Las incertidumbres asociadas a las normalizaciones de los fondos secundarios se han obtenido recalculando las contribuciones a partir de los factores de escala. Para la incertidumbre por PDFs el criterio es $\frac{1}{2}$ pero se considera que es un límite muy optimista por lo que se ha optado por $\frac{3}{5}$. El cambio en el error asociado al repesado del p_T en las muestras de $t\bar{t}$ tiene un valor específico: $\frac{1}{3}$. Para otras incertidumbres, extraer una conclusión clara requeriría un análisis mucho más profundo, por lo que se mantienen sin cambios.

Los límites obtenidos con el escalado de los sistemáticos en el escenario “YR18” se muestran en la Figura 4.13.

Se predice una exclusión en la región comprimida hasta 650 GeV para $m_{\tilde{t}}$ y hasta 525 GeV para $m_{\chi_1^0}$. Fuera de la región comprimida, se predice una exclusión para masas del quark stop de hasta 900 GeV.

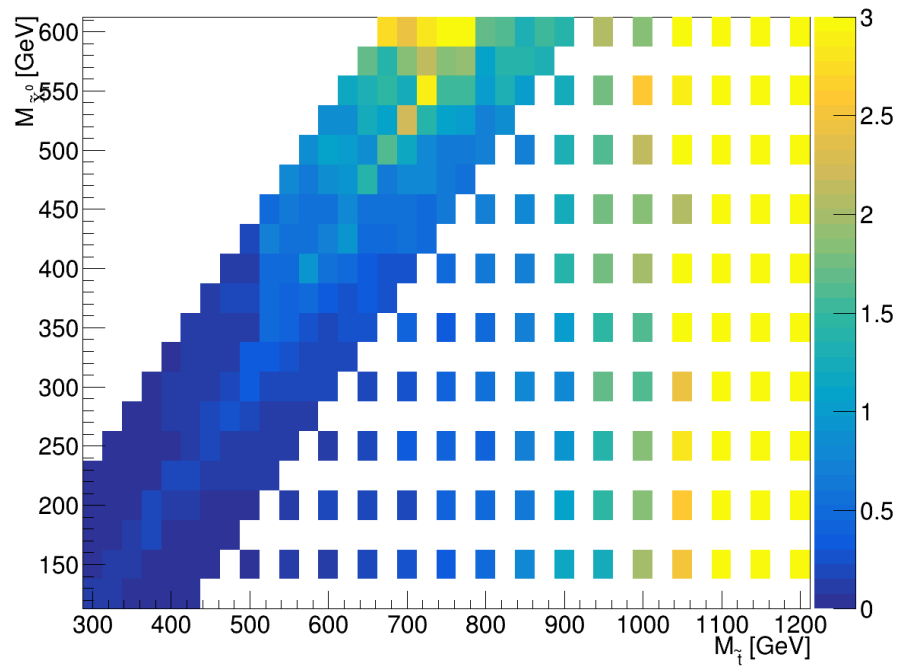


Figura 4.13: Límites superiores del cociente de la sección eficaz obtenida del ajuste entre la esperada para el modelo con señal, a un 95 % CL, para un luminosidad integrada $L = 3000 \text{ fb}^{-1}$. Se considera el escenario realista de escalado de incertidumbres “YR18”.

Capítulo 5

Conclusiones

Se ha llevado a cabo un análisis de búsqueda de una señal supersimétrica de producción de pares de quarks stop, con datos de 35.9 fb^{-1} de colisiones protón-protón recogidos en 2016 por el experimento CMS durante el Run 2 del LHC.

Durante el transcurso de este trabajo se ha estudiado el funcionamiento de las herramientas de software para el análisis de referencia, desarrolladas principalmente en lenguaje C++ y también parte importante en lenguajes python y shell. Se han adaptado estos códigos a las necesidades particulares de este trabajo y se han desarrollado programas *script* para ejecutar dichos códigos en terminal o en entornos distribuidos. Asimismo se ha hecho uso de una herramienta de análisis estadístico combinado para búsquedas de nueva física y límites de exclusión en física de partículas.

Se han aplicado estas herramientas para obtener, a partir de los datos de todos los eventos, tanto reales como simulados, la cantidad de sucesos esperada en función de las distintas selecciones y variables.

Con todo ello, se ha conseguido reproducir las predicciones de señal y fondos considerados (con una ligera discrepancia en torno al $\sim 5\%$ debida tan solo a uno de los fondos, $t\bar{t}$).

Se ha conseguido reproducir los límites superiores a la producción de quarks stop obtenidos en la región comprimida de interés para este estudio.

Se han obtenido predicciones de la evolución de dichos límites con las cantidades de datos recogidos previstas para el futuro HL-LHC, mejorando la sensibilidad actual.

Se observa una mejora en los límites superiores de entre un factor 3 y un factor 6 (en los límites de sistemáticos actuales y sin sistemáticos) para 1000 fb^{-1} de datos; y de entre un factor 3,5 y un factor 6,5 para 3000 fb^{-1} de datos.

Como resultado de este trabajo puede constatarse que prácticamente la totalidad de la región estudiada en el Run2 será excluida por el HL-LHC incluso con los primeros 1000 fb^{-1} de luminosidad integrada, excluyendo

de esta manera masas del stop por debajo de los 500 GeV en las zonas comprimidas donde la diferencia de masa con el top es muy pequeña. Fuera de la región comprimida también se excluyen masas del stop hasta 900 GeV.

Bibliografía

- [1] Freeman J. Dyson. *Mundos del futuro*. Drakontos. Crítica, Barcelona, 1998.
- [2] The CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1):30–61, September 2012. arXiv: 1207.7235.
- [3] The ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1):1–29, September 2012. arXiv: 1207.7214.
- [4] Jonathan Richard Ellis. Supersymmetry for Alp Hikers, March 2002.
- [5] Vera C. Rubin and W. Kent Ford, Jr. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *The Astrophysical Journal*, 159:379, February 1970.
- [6] Douglas Clowe, Maruša Bradač, Anthony H. Gonzalez, et al. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *The Astrophysical Journal*, 648(2):L109–L113, August 2006.
- [7] The CMS Collaboration, S. Chatrchyan, G. Hmayakyan, et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08004–S08004, August 2008.
- [8] CMS Collaboration. Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector. *Journal of Instrumentation*, 12(10):P10003–P10003, October 2017. arXiv: 1706.04965.
- [9] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti-k_t jet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008(04):063–063, April 2008. arXiv: 0802.1189.
- [10] Oliver Brüning and Lucio Rossi. *The High Luminosity Large Hadron Collider: The New Machine for Illuminating the Mysteries of Universe*, volume 24 of *Advanced Series on Directions in High Energy Physics*. WORLD SCIENTIFIC, October 2015.

- [11] X. Cid Vidal, M. D’Onofrio, P. J. Fox, et al. Beyond the Standard Model Physics at the HL-LHC and HE-LHC. *arXiv:1812.07831 [hep-ex, physics:hep-ph]*, December 2018. arXiv: 1812.07831.
- [12] CMS Collaboration. Searches for pair production of charginos and top squarks in final states with two oppositely charged leptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2018(11):79, November 2018. arXiv: 1807.07799.
- [13] S. Abdullin, P. Azzi, F. Beaudette, P. Janot, and A. Perrotta. The Fast Simulation of the CMS Detector at LHC. *Journal of Physics: Conference Series*, 331(3):032049, December 2011.
- [14] CMS Collaboration. Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV. *Journal of Instrumentation*, 13(05):P05011–P05011, May 2018. arXiv: 1712.07158.
- [15] C. G. Lester and D. J. Summers. Measuring masses of semi-invisibly decaying particles pair produced at hadron colliders. *Physics Letters B*, 463(1):99–103, September 1999. arXiv: hep-ph/9906349.
- [16] G. Zech. Frequentist and Bayesian Confidence Intervals. *arXiv:hep-ex/0106023*, June 2001. arXiv: hep-ex/0106023.
- [17] Tom Junk. Sensitivity, Exclusion and Discovery with Small Signals, Large Backgrounds, and Large Systematic Uncertainties. 2006.
- [18] A. L. Read. Presentation of search results: the CLs technique. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 28(10):2693–2704, September 2002.
- [19] The CMS Collaboration. Projected performance of Higgs analyses at the HL-LHC for ECFA 2016. page 22.
- [20] The CMS Collaboration. Expected performance of the physics objects with the upgraded CMS detector at the HL-LHC, December 2018.